

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Aloys REY

1^{re} THÈSE. — ÉTUDES SUR L'ÉCOUTE DES SOURCES SONORES ÉLOIGNÉES.

2^e THÈSE. — SUR LES PROJECTEURS A DIVERGENCE VARIABLE.

Soutenues le 1938, devant la Commission d'examen

4 JUIL. 1938

MM. J. PERRIN, *Président.*

CH. FABRY	} <i>Examineurs.</i>
F. PERRIN	

PARIS

HERMANN & C^{ie}, ÉDITEURS

6, rue de la Sorbonne

1938

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Aloys REY

1^{re} THÈSE. — ÉTUDES SUR L'ÉCOUTE DES SOURCES SONORES ÉLOIGNÉES.

2^e THÈSE. — SUR LES PROJECTEURS A DIVERGENCE VARIABLE.

Soutenues le

1938, devant la Commission d'examen

MM. J. PERRIN, *Président.*

CH. FABRY

F. PERRIN

} *Examineurs.*

PARIS

HERMANN & C^{ie}, ÉDITEURS

6, rue de la Sorbonne

1938

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire . . . M. MOLLIARD.

Doyen. C. MAURAIN, Professeur, Physique du Globe

Professeurs honoraires	H. LEBESGUR.	BLAISE.	G. BERTRAND
	A. FERNBACH.	DANGEARD.	ABRAHAM.
	Emile PICARD.	LESPIEAU.	Ch. FABRY.
	LÉON BRILLOUIN.	MARCHIS.	LÉON BERTRAND.
	GUILLET.	VESSIOT.	WINTREBERT.
	PÉCHARD.	PORTIER.	DUBOSCQ.
	FREUNDLER.	MOLLIARD	BOHN.
	AUGER.	LAPICQUE.	

PROFESSEURS

M. CAULLERY . . . T	Zoologie (Evolution des êtres organisés).	H. BÉGHIN . . . T	Mécanique physique et expérimentale.
G. URBAIN . . . T	Chimie générale.	FOCH	Mécanique expérimentale des fluides.
Emile BOREL . . . T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	PAUTHENIER. . .	Physique (P. C. B.).
Jean PERRIN . . . T	Chimie physique.	De BROGLIE. . . T	Théories physiques.
E. CARTAN . . . T	Géométrie supérieure.	CHRÉTIEN. . . .	Optique appliquée.
A. COTTON . . . T	Recherches Physiques.	P. JOB	Chimie générale.
J. DRACH. . . . T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	LABROUSTE . . .	Physique du Globe.
Charles PÉRRÉZ. T	Zoologie.	PRENANT T	Anatomie et histologie comparées.
E. RABAUD . . . T	Biologie expérimentale.	VILLEY	Mécanique physique et expérimentale.
M. GUICHARD. . .	Chimie minérale.	COMBES. T	Physiologie végétale.
Paul MONTEL. . . T	Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	GARNIER T	Mathématiques générales.
L. BLARINGHEM. T	Botanique.	PÉRÈS.	Mécanique théorique des fluides.
G. JULIA. T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	HACKSPILL . . .	Chimie (P. C. B.).
C. MAUGUIN. . . T	Minéralogie.	LAUGIER. T	Physiologie générale.
A. MICHEL-LÉVY T	Pétrographie.	TOUSSAINT . . .	Technique Aéronautique.
H. BÉNARD . . . T	Mécanique expérimentale des fluides.	M. CURIE	Physique (P. C. B.).
A. DENJOY . . . T	Application de l'Analyse à la Géométrie.	G. RIBAUD. . . . T	Hautes températures.
L. LUTAUD . . . T	Géographie physique et géologie dynamique.	CHAZY T	Mécanique rationnelle.
Eugène BLOCH . T	Physique.	GAULT	Chimie (P. C. B.).
G. BRUHAT . . . T	Physique.	CROZE	Recherches Physiques.
E. DARMOIS. . . T	Enseignement de Physique.	DUPONT. T	Théories chimiques.
A. DEBIERNE . . T	Physique Générale et Radioactivité.	LANQUINE. . . . T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
A. DUFOUR. . . . T	Physique (P. C. B.).	VALIRON	Mathématiques générales.
L. DUNOYER. . .	Optique appliquée.	BARRABÉ	Géologie structurale et géologie appliquée.
A. GUILLIERMOND T	Botanique.	MILLOT	Biologie animale (P. C. B.).
M. JAVILLIER. . . T	Chimie biologique.	F. PERRIN. . . .	Théories physiques.
ROBERT-LÉVY. . . T	Physiologie comparée.	VAVON	Chimie organique.
F. PICARD. . . .	Zoologie (Evolution des êtres organisés).	G. DARMOIS . .	Calcul des Probabilités et Physique mathématique.
Henri VILLAT. . . T	Mécanique des fluides et applications.	CHATTON. T	Biologie maritime.
Ch. JACOB. . . . T	Géologie.	AUBEL	Chimie biologique.
P. PASCAL. . . . T	Chimie minérale.	J. BOUNCART. .	Géographie physique et Géologie dynamique.
M. FRÉCHET. . . T	Calcul différentiel et calcul intégral.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.	Physique générale et Radioactivité.
E. ESCLANGON. . T	Astronomie.	PLANTEFOL. . .	Biologie végétale (P. C. B.).
M ^{me} RAMART-LUCAS. T	Chimie organique.	CABANNES . . .	Enseignement de Physique.
		GRASSÉ.	Biologie animale (P. C. B.).
		PRÉVOST	Chimie (P. C. R.).

Secrétaire..... A. PACAUD.

Secrétaire honoraire... D. TOMBECK.



A LA MÉMOIRE DE MON PÈRE

JEAN REY

Membre de l'Institut



Digitized by the Internet Archive
in 2026



INTRODUCTION

CE travail résume les recherches auxquelles nous avons pris part au laboratoire des Anciens Etablissements SAUTTER HARLÉ depuis 8 ans pour le perfectionnement des appareils destinés à l'écoute et au repérage des avions.

Ces appareils sont purement acoustiques et ne comportent pas de dispositif d'amplification électrique. Ils utilisent l'oreille humaine et opèrent par écoute binauriculaire, ils sont destinés à déterminer les coordonnées angulaires d'un avion (site et gisement).

Leur forme générale est bien connue, ils se composent essentiellement de 2 couples de récepteurs jumeaux. Les deux récepteurs de chaque couple sont reliés aux oreilles d'un écouteur par des conduits acoustiques de même longueur. Les 2 couples sont montés sur un bâti rigide orientable autour de 2 axes de mobilité à la façon soit d'un théodolite, soit d'un équatorial. Les mouvements du bâti sont commandés par 2 écouteurs.

L'idée d'utiliser des appareils à écoute binauriculaire à 2 récepteurs pour déterminer la direction d'une source sonore éloignée paraît due à des auteurs américains et remonter à 1908. A notre connaissance, leur application à la recherche des avions et la première réalisation industrielle à une grande échelle, résulte des recherches poursuivies pendant la dernière guerre par M. Jean PERRIN ⁽¹⁾.

La sensation de milieu ressentie par l'écouteur qui suit un avion, lorsque le couple de récepteurs auquel il est relié se trouve orienté en face de la source sonore, est due surtout au fait qu'à ce moment les ondes sonores parviennent en phase à ses deux oreilles.

Dans l'étude citée plus haut, M. Jean PERRIN a montré que pour

(1) Voir *Revue d'Acoustique*, vol. I, fasc. I, mars 1932.

le repérage acoustique d'une source sonore, le rôle de la différence de phase était prépondérant par rapport à celui de l'intensité pour les fréquences inférieures à 800 périodes environ, soit le sol (1). STEWART, dans des expériences classiques, a trouvé que jusqu'à 1.000 périodes par seconde le rôle de la différence de phase était prépondérant (2). Nous avons cherché à nous rendre compte par des essais pratiques, du rôle de ces deux effets lorsque les écouteurs suivent un avion en vol. Obturant partiellement une des cellules, de gisement, puis une des cellules de site d'un appareil d'écoute nous avons constaté dans les deux cas une chute de portée mais la précision de la route obtenue était chaque fois comparable à celle donnée par l'appareil dans les conditions ordinaires. Il semble donc bien que l'on puisse affirmer que l'effet de phase joue un rôle prépondérant, pour l'obtention des coordonnées angulaires d'un avion par écoute binauriculaire.

Si l'avion était immobile, dans une atmosphère sans vent et en équilibre de température, l'appareil d'écoute donnerait directement les coordonnées angulaires de la position de l'avion. En réalité, l'avion se déplace avec une grande vitesse qui, pour les matériels modernes, tend à se rapprocher de la moitié de la vitesse du son. L'appareil d'écoute ne donne donc de l'avion qu'une position passée. Pour obtenir la position actuelle permettant seule une exploitation des résultats de l'écoute, il faut faire une correction très importante d'aberration acoustique.

En outre, la température de l'atmosphère varie avec l'altitude, ce qui a pour effet de courber la trajectoire des ondes sonores suivant une courbe dont la concavité est tournée vers le haut.

Enfin, le vent agit sur le trajet des ondes sonores en modifiant leur direction de propagation d'une façon qui peut, en première approximation, être assimilée à une translation et à une série de réfractions (en supposant l'atmosphère stratifiée).

L'action sur la direction de propagation des ondes sonores de la variation de la température avec l'altitude, et du régime des vents, a été étudiée pendant la guerre par plusieurs techniciens militaires au premier rang desquels il faut placer en France le Général PAGÉZY

(1) PERRIN, *loc. cit.*

(2) DAVIS, *L'Acoustique moderne* (traduction Varinois. Dunod, éditeur. 1936), chapitre XIV ; Voir également BOUSSE, *Acoustique générale*, chapitre XIV.

et en Angleterre le Colonel HILL. Une théorie générale du phénomène a été donnée par MILNE (1). Cette théorie a été appliquée à la réalisation, en France et à l'étranger, de nombreux appareils donnant automatiquement la position présente de l'avion à partir des coordonnées passées obtenues par un appareil d'écoute.

Nous avons personnellement contribué à la réalisation de plusieurs de ces appareils correcteurs. Leur étude, qui a nécessité la résolution de problèmes mécaniques très divers, est particulièrement attachante. Nous ne pouvons malheureusement, et pour des considérations d'ordre supérieur, la développer ici.

Nous exposerons donc uniquement des recherches relatives au fonctionnement *acoustique* des appareils d'écoute, et plus spécialement à l'augmentation de leur portée et à la définition de leur champ.

* * *

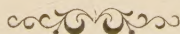
Nous tenons tout particulièrement à exprimer notre reconnaissance à M. Henri HARLÉ, Administrateur Directeur Général des Anciens Etablissements SAUTTER HARLÉ, qui a toujours encouragé nos recherches, nous a donné les moyens nécessaires à les poursuivre et nous a autorisé à les publier.

Nous remercions également M. François CANAC, Directeur Scientifique du Centre d'Etudes de Toulon, dont les études d'acoustique sont connues de tous, qui a bien voulu nous donner les conseils les plus précieux, ainsi que M. Yves ROCARD dont les travaux théoriques sont classiques.

Enfin, M. MARSAT et M. FÉVROT, Ingénieurs aux Anciens Etablissements SAUTTER HARLÉ, nous ont prêté dans maintes circonstances un concours précieux dont nous tenons à les remercier ici.

Nous exprimons l'expression de notre gratitude aux membres de notre jury, Messieurs les Professeurs Jean PERRIN, Charles FABRY et Francis PERRIN.

(1) E. A. MILNE, *Philosophical Magazine*, tome 42, p. 96, 1921 ; une traduction française a paru dans le *Mémorial de l'Artillerie française*, 1925, tome II. Voir également STEWART et LINDSAY, *Acoustics*, chapitre XII.



CHAPITRE I

Courbe de sensation de l'écouteur. Équation générale de l'appareil d'écoute.

L'avion, source sonore éloignée, émet un son complexe dont l'amplitude pression en fonction de la fréquence N peut être représentée par $P(N, s)$ à un instant donné sous un site s donné (1).

L'expérience élémentaire montre en effet que le son émis par un avion n'est pas simple. D'autre part l'intensité n'est pas absolument la même dans toutes les directions, ces variations pouvant dépendre d'ailleurs du type d'avion. S'il en est ainsi, l'intensité reçue sera fonction du site.

Les ondes sonores sphériques ainsi émises traversent l'atmosphère avant d'atteindre l'appareil d'écoute. L'intensité de la pression sonore (carré de l'amplitude) décroît de ce fait en raison inverse du carré de la distance D et subit un affaiblissement supplémentaire dû à l'absorption, fonction de la distance et de la fréquence, soit, $\frac{1}{D^2} \varphi(N, s, D)$.

L'appareil d'écoute est un circuit acoustique produisant une amplification de pression $A(N)$.

Soit maintenant $\varpi(N)$ la pression de référence correspondant au seuil d'audition de l'écouteur pour la fréquence N .

Nous pourrions alors définir la courbe de sensation de l'écouteur, qui sera en décibels.

$$S = 10 \log \frac{[P(N, s)]^2 \times [A(N)]^2 \times \frac{\varphi(N, D, s)}{D^2}}{[\varpi(N)]^2} \quad (1)$$

(1) Nous négligerons ici l'influence du vent et de la réflexion sur le sol.

La portée de l'appareil d'écoute, c'est-à-dire la région de l'atmosphère dans laquelle l'écouteur entendra l'avion, sera donc définie par :

$$P^2 \times A^2 \times \frac{\varphi}{D^2} > (\varpi)^2 \quad (2)$$

P est une donnée du problème qui varie suivant le type d'avion écouté ; sa connaissance découle de l'étude des bruits d'avion.

A dépend exclusivement de la construction de l'appareil d'écoute.

$\varpi(N)$ varie avec la fréquence, l'écouteur choisi et les conditions d'écoute, en particulier le contraste entre le bruit de l'avion et les bruits parasites. Pour déterminer ϖ nous avons, en première approximation, utilisé les courbes de FLETCHER ⁽¹⁾ qui donnent des résultats moyens, permettant de définir le sujet *normal*.

Pour réaliser un appareil d'écoute qui, pour un avion donné, donne la plus grande portée possible avec un écouteur normal, il faut donc :

1° Mettre l'écouteur dans les conditions optima de confort et l'isoler le mieux possible des bruits extérieurs pour abaisser le seuil d'audition ϖ .

2° Déterminer la courbe d'amplification de l'appareil d'écoute, de telle façon que l'expression :

$$\frac{P^2 A^2 \varphi}{D^2 \varpi^2}$$

soit la plus grande possible.

L'expression (1) s'écrit :

$$S = 10 \log. \frac{\varphi}{D^2} + 10 \log \left[\frac{P \times A}{\varpi} \right]^2 \quad (3)$$

Dans l'expression (3) le terme $\frac{\varphi}{D^2}$ décroît très rapidement lorsque D augmente, l'expérience montre que A ne peut augmenter indéfiniment sous peine d'accroître démesurément les dimensions des appareils, et ϖ a une limite inférieure définie. On peut donc en

(1) Voir *L'Acoustique moderne* de DAVIS, chapitre XIV et STEWART et LINDSAY, chapitre IX ; également KAGAN, *Revue d'Acoustique*, juillet 1935,

conclure que les appareils d'écoute ont une portée limitée qui peut pratiquement être dépassée.

L'expression (3) constitue l'équation générale de l'appareil d'écoute. Sa résolution complète permettrait de calculer un appareil d'écoute avec lequel un écouteur normal entendrait un avion donné, à une distance et un site donnés, dans des conditions atmosphériques données.

Dans les chapitres suivants de ce travail, nous étudierons successivement les divers termes de cette expression.



CHAPITRE II

Données sur l'absorption atmosphérique.

Si l'atmosphère était parfaitement transparente, l'intensité d'une source sonore éloignée située dans l'espace et rayonnant uniformément décroîtrait comme le carré de la distance. L'observation montre que lorsqu'on écoute un avion avec un appareil d'écoute en atmosphère calme, l'intensité du son décroît beaucoup plus rapidement que ne l'indique cette loi, la décroissance s'accroissant encore lorsque l'avion se rapproche de l'horizon.

Les observations que nous avons pu faire nous ont montré qu'aucune des théories, émises jusqu'à présent sur l'absorption du son dans l'atmosphère, ne semble rendre un compte exact de ce phénomène. Dans ce qui suit nous ne parlerons pas des effets d'extinction du son, dus soit à l'influence du vent, soit au mirage. De nombreuses théories en ont été données, qui possèdent un intérêt surtout spéculatif. En fait, lorsque le vent est violent, l'écouteur a beaucoup de peine à entendre l'avion. En effet, à l'extinction du son écouté, due probablement aux réfractions subies par l'onde au passage des diverses couches atmosphériques animées de vitesses différentes, vient s'ajouter l'influence des bruits parasites, dus au vent qui frappe l'appareil d'écoute et les obstacles divers, arbres, etc., situés dans son voisinage.

Il nous paraît intéressant de rappeler tout d'abord les résultats jusqu'ici obtenus dans l'étude de la propagation du son.

ANCIENNES EXPÉRIENCES DES ADMINISTRATIONS DES PHARES.

Au cours du siècle dernier, les Administrations des phares de France, de Grande-Bretagne, des Etats-Unis et d'Allemagne ont entrepris des expériences systématiques sur la propagation du son,

pour chercher à déterminer la portée des signaux sonores de brume. Ces expériences ont été résumées dans un très intéressant mémoire d'ALLARD paru en 1882 ⁽¹⁾, qui a établi une formule empirique valable pour un état moyen de l'atmosphère, abstraction faite du vent et de la directivité des appareils d'émission. En discutant un certain nombre d'expériences, ALLARD, par analogie avec la formule de la portée des phares, établit que l'intensité sonore à la distance x est proportionnelle à $\frac{T \times b^x}{N x^2}$:

T puissance dépensée pour produire le son, b transparence kilométrique, N fréquence. Le calcul lui a montré qu'en moyenne la transparence kilométrique est voisine de 0,473.

La fréquence des sons utilisés variait entre 400 et 800 périodes par seconde. ALLARD, partant de cette formule, explique ensuite les anomalies constatées par divers expérimentateurs (en particulier TYNDALL) en montrant que b aurait varié suivant les cas entre 0,938 et 0,032, sans pouvoir d'ailleurs expliquer la cause de ces énormes variations.

ETUDES RÉCENTES.

Dans un ouvrage récent ⁽²⁾, M. Yves ROCARD, analysant par le calcul les diverses causes d'absorption du son en atmosphère libre, les attribue à la viscosité (d'après KIRCHOFF), au rayonnement (d'après Lord RAYLEIGH), à la conductibilité thermique (d'après KIRCHOFF et Lord RAYLEIGH), et fait ressortir l'influence de la diffusion et de l'activation des molécules.

Il en conclut à une transparence kilométrique de forme :

$$e^{-3,2 \left(\frac{N}{6000} \right)^2}$$

soit pour les fréquences :

100.....	0,998
400.....	0,993
800.....	0,936
1.000.....	0,911

(1) E. ALLARD, Directeur du Service central des Phares et Balises, *Mémoire sur la portée des sons*. Paris, Imprimerie nationale, 1882 ; Voir également BOUASSE, *Acoustique générale*, § 248-249-250-251, Remarques sur les expériences de Tyndall.

(2) Yves ROCARD, *Propagation et absorption du son*. Hermann, 1935.

Cette expression fait prévoir une décroissance très rapide de la portée aux fréquences élevées.

Il est intéressant de rapprocher de ces considérations théoriques les expériences récentes de l'Administration des Phares du Reich allemand, présentées au congrès de Paris 1933 des Phares et Balises. Les sources sonores employées étaient des vibrateurs électriques à membranes et les essais ont été faits par temps de *brouillard*. Elles ont montré que les sons graves étaient, dans les conditions des expériences, encore plus favorisés par rapport aux aigus, que ne l'indiquerait la formule de ROCARD. Pour une puissance rayonnée 400 w. et un seuil de 3 Phones, la portée est de 10 km. avec 150 périodes contre 5 km. avec 1.000 périodes environ.

Il en résulte que dans le cas d'un son complexe, comme celui d'un avion, le spectre sonore devra s'atténuer de l'aigu au grave au fur et à mesure que l'avion s'éloignera, de sorte qu'à très grande distance seuls les sons graves persisteront.

OBSERVATIONS DE STEWART SUR LA PROPAGATION DU BRUIT DES AVIONS.

Dans le travail d'ALLARD, comme d'ailleurs dans les cas envisagés par M. ROCARD et l'Administration allemande, il ne s'agit que de sons émis près de la surface du sol, et nous n'en pouvons tirer que peu de renseignements sur la façon dont se propage vers le sol un son émis par une source sonore située haut dans l'atmosphère.

Lorsque l'absorption du son est due non plus aux causes précitées, mais à des mouvements désordonnés de l'atmosphère créant une hétérogénéité, STEWART ⁽¹⁾ a observé que le phénomène précédent était moins net.

D'autre part, il faut bien noter que la sensibilité de l'oreille est maxima aux environs de 1.000 périodes. Aux environs de 100 périodes, ω est environ 50 fois plus grand qu'aux environs de 1.000 périodes. L'effet de l'absorption atmosphérique agit donc en sens opposé de celui de la sensibilité de l'oreille.

Dans le même mémoire, STEWART conclut, d'expériences qu'il dit assez grossières, qu'au total l'intensité du son émis par un avion

(1) STEWART, *Physical Review*, octobre 1919, volume XIV, n° 4.

varie sensiblement comme l'inverse de la 4^e puissance de la distance, et en mauvaises conditions comme l'inverse de la 6^e puissance de la distance.

Ces expériences ont été (1) exécutées à l'aide d'un pavillon conique de 18 pieds (env. 5 m. 50) de long et 4,5 pieds (env. 1 m. 37) d'ouverture, donnant une amplification de 100 (en intensité) qui, la nuit, en bonnes conditions, aurait permis d'entendre un avion passant à 6.000 pieds (1.800 m. env.) d'altitude, à une distance 3 fois plus grande qu'à l'oreille nue. Si donc on écoute à l'oreille nue, la limite de portée étant d_1 , l'intensité du son correspondant au seuil est :

$$\frac{I}{d_1^n}$$

I intensité du son émis par l'avion.

Si on écoute avec un appareil d'amplification de pression A , la limite de portée étant d_2 , l'intensité du son correspondant au seuil est :

$$A^2 \frac{I}{d_2^n}$$

Ces deux intensités étant égales, on en déduit immédiatement :

$$\left(\frac{d_2}{d_1}\right)^n = 100$$

et comme on a observé que :

$$\frac{d_2}{d_1} = 3$$

ceci conduit à prendre pour n la valeur :

$$n = 4,2 \text{ environ.}$$

En mauvaises conditions, le gain de portée observé n'aurait été que de 2.

Dans ce cas, on trouve :

$$n = 6,7 \text{ environ.}$$

Les expériences de STEWART, quoique très grossières, permettent de fixer les idées sur le gain de portée à espérer pratiquement

(1) STEWART, *Physical Review*, août 1919, vol. XIV, n° 2, p. 166

lorsqu'on passe d'un appareil d'écoute à un autre dont l'amplification est plus grande.

Il est toutefois indispensable de noter qu'une loi d'absorption de forme $\frac{I}{d^n}$ n'a aucun sens théorique, mais ne constitue qu'une formulation purement empirique de constatations expérimentales.

Nous n'avons personnellement pas observé des différences de hauteur de son aussi grandes que celles qu'indique STEWART dans ses mémoires, en écoutant un même avion dans des circonstances atmosphériques différentes.

Nous avons simplement remarqué que certains avions bi-moteurs ou trimoteurs émettaient par moment des sons graves parvenant très intenses à l'écouteur. Ces variations d'intensités paraissent des battements dus à la mauvaise synchronisation des moteurs. Pour les occupants de l'avion ces bruits sont assez intenses pour atteindre parfois le seuil des sensations douloureuses, ce qui suffit à expliquer pourquoi ils parviennent si intenses à l'écouteur situé au sol.

De tous ces travaux, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

1° La portée du son d'un avion doit varier dans des proportions considérables suivant l'état de l'atmosphère (sans que rien permette d'ailleurs de définir quelles sont les causes de ces variations).

2° En général, ce sont les sons les plus bas du spectre sonore de l'avion qui seront perçus à limite de portée par l'écouteur.

3° Enfin, l'écoute est en général meilleure la nuit que le jour.

Mais aucune des expériences ou recherches citées plus haut ne donne de renseignements sur la façon dont peut varier la transparence acoustique moyenne de l'atmosphère avec l'altitude, ni quelle est l'influence du sol et des bruits terrestres sur l'écoute.

MESURES DIRECTES DE PORTÉES.

Ces mesures ont été exécutées dans les conditions de la pratique au moyen d'un appareil d'écoute donnant une amplification moyenne (1) de 7,5 en amplitude pression servi par 2 écouteurs entraînés, et prenant pour but un bimoteur de bombardement dont la vitesse propre était voisine de 180 km./heure.

(1) Cette notion sera définie plus bas.

Elles ont eu lieu en été, en pleine campagne, pendant des nuits claires où le vent était assez faible et dans des conditions de silence convenable.

A chaque séance, l'avion a effectué plusieurs passages, pendant chacun desquels il suivait un parcours rectiligne à altitude sensiblement constante.

A chaque passage, on notait sur les graduations de site de l'appareil d'écoute, le site auquel les écouteurs commençaient à entendre l'avion, puis le perdaient. L'altitude étant connue par ailleurs, la connaissance du site de découverte S_D donnait la portée à la découverte D :

$$D = \frac{H}{\sin S_D}.$$

La connaissance du site de poursuite S_P donnait la portée à la poursuite P . Les angles de *site lus* sur les graduations de l'appareil d'écoute et qui correspondent à l'inclinaison des cellules ne donnent pas le site réel de l'avion mais un site apparent qui est plus faible, car la température de l'atmosphère décroissant avec l'altitude, les ondes sonores ne se propagent pas en ligne droite mais suivant une courbe qui tourne sa concavité vers le haut. Le site réel se déduit du site apparent au moyen de la formule donnée par MILNE ⁽¹⁾ qui s'écrit avec les notations adoptées :

$$S = Sa + \frac{Co - \bar{C}}{Co} \cotg Sa$$

où : S site réel,

Sa site apparent,

Co vitesse du son au sol,

$\bar{C}$ vitesse moyenne du son,

dans la tranche d'altitude comprise entre H et le sol.

Si l'on se place dans l'hypothèse de l'adiabatisation, et que l'on admet que la température varie linéairement avec l'altitude en décroissant de 6°,5 centigrade par 1.000 m. d'altitude (Expériences de GAMBA) il viendra :

(1) STEWART et LINDSAY, *Acoustics*, chapitre XII, p. 319 ; les ondes sont supposées planes. Pour les expériences de GAMBA, voir ROTHÉ, *Cours de Physique*, tome III, chapitre I, page 8.

$$C = C_0 \sqrt{1 + \frac{t}{273}} \approx C_0 \left(1 + \frac{t}{546}\right) = C_0 \left(1 - \frac{6,5H}{546}\right)$$

C étant la vitesse, à l'altitude H (H en kilomètres).

$$S - S_a = \left[1 - \left(1 - \frac{1}{2} \frac{6,5}{546} H\right)\right] \cotg S_a$$

soit en grades :

$$= 0,38 \cotg S_a \times H$$

On peut remarquer que dans ce cas la trajectoire des ondes sonores est un cercle.

Les tableaux ci-après donnent les altitudes et les portées corrigées correspondantes ; nous avons en outre tenu compte de l'influence du vent sur la portée (formules déduites des travaux cités de MILNE). Nous n'avons pas tenu compte de l'aberration acoustique ; les portées données dans le tableau ci-après correspondent donc aux positions passées de l'avion, ce qui n'a aucune importance puisque nous n'étudions ici que la propagation du son.

TABLEAU I.

1° *Nuit calme, vent régulier, moyenne 6 m./sec. de $H = 0$ à $H = 4.000$.*

$H = 2.000$	$D = 5.700$	$P = 8.000$
$H = 2.500$	$D = 6.500$	$P = 9.500$
$H = 2.100$	$D = 6.800$	$P = 9.600$
$H = 4.300$	$D = 6.000$	$P = 9.500$

2° *Nuit claire, vent irrégulier en altitude, moyenne 9 m./sec. de $H = 0$ à $H = 5.000$.*

$H = 3.000$	$D = 10.700$	$P = 7.000$
$H = 5.000$	$D = 5.200$	$P = 11.000$
$H = 5.300$	$D = 15.200$	$P = 15.200$
$H = 4.700$	$D = 12.800$	$P = 13.800$

3° *Nuit claire, vent assez régulier, moyenne 7,5 m./sec. de $H = 0$ à $H = 4.000$.*

$H = 2.800$	$D = 3.900$	$P = 9.350$
$H = 4.600$	$D = 7.200$	$P = 10.500$
$H = 1.750$	$D = 3.800$	$P = 5.900$
$H = 1.200$	$D = 5.600$	$P = 4.600$
$H = 2.800$	$D = 4.000$	$P = 8.900$

4° Vent régulier, moyenne 4 m./sec. de $H = 0$ à $H = 4.000$.

$H = 1.500$	$D = 4.500$	$P = 7.600$
$H = 2.400$	$D = 7.700$	$P = 8.400$
$H = 3.300$	$D = 10.500$	$P = 6.300$

5° Vent régulier, moyenne 3,5 m./sec. de $H = 0$ à $H = 4.000$.

$H = 3.300$	$D = 7.700$	$P = 10.000$
$H = 4.000$	$D = 9.200$	$P = 12.000$
$H = 4.000$	$D = 6.600$	$P = 12.000$
$H = 1.900$	$D = 5.800$	$P = 8.000$
$H = 2.600$	$D = 7.200$	$P = 8.650$

Ces résultats semblent assez discordants à première vue, ce qui n'est pas surprenant, car la transparence acoustique a certainement varié suivant les jours et peut-être même au cours des essais, ce à quoi il faut ajouter les irrégularités de portée dues au vent en atmosphère stratifiée, qui engendrent des phénomènes de mirage (ombre acoustique).

On peut toutefois remarquer que sauf pour 3 cas sur 21, D est toujours plus petit que P , et que les résultats trouvés pour D sont plus irréguliers que ceux correspondant à P , ce fait est d'accord avec les expériences récentes de M. CANAC (1) sur l'étude des bruits très faibles. M. CANAC, opérant en chambre sourde, a remarqué que, en faisant décroître un son de façon continue, le seuil de l'audition est plus bas que celui trouvé quand on fait croître le son. Ceci est probablement dû à ce que l'oreille déjà habituée à une écoute reconnaît plus facilement le son.

Il faut, en outre, tenir compte de l'état de veille où se trouve l'écouteur au moment de la découverte. L'arrivée de l'avion dans un secteur donné est signalée par un poste de guet situé à grande distance. Les écouteurs pointent l'appareil dans ce secteur sous un site bas et attendent. La perception de la portée limite dépend donc, en grande partie, de leur attention qui ne peut être soutenue longtemps. Il n'en est pas ainsi à la poursuite, dont la durée est beaucoup plus courte en général.

Si l'on suppose que les résultats trouvés ont été obtenus dans le même plan vertical contenant l'avion et l'appareil d'écoute (ce qui

(1) F. CANAC, Etude des bruits très faibles. *Revue d'Acoustique*, mai-juillet 1936, volume V, fasc. 3-4.

est légitime puisque nous n'étudions que les portées) et que l'on porte en échelles logarithmiques, H en abscisses et en ordonnées P , on constate que les points observés se groupent pour la plupart en

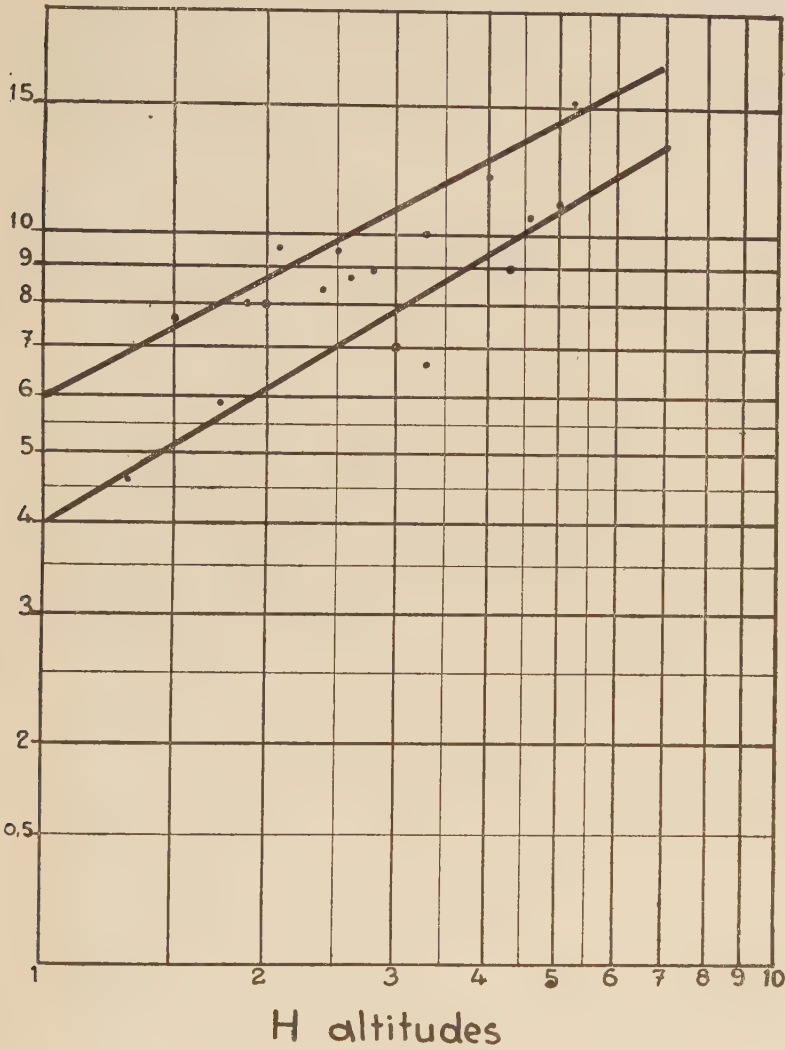


FIG. 1.

deux régions distinctes, représentant, l'une les portées maxima, l'autre les portées minima, pour chaque altitude. Dans les limites d'altitude des essais soit entre 1.000 et 5.000 m., on peut prendre les droites ⁽¹⁾ (Fig. 1).

(1) Les valeurs obtenues graphiquement ont été calculées ensuite par la méthode des moindres carrés.

$$\log P = \log 142,9 + 0,54 \log H$$

$$\log P = \log 54,6 + 0,62 \log H$$

soit pour les portées les plus fortes $A = 142,9 H^{0,54}$;

soit pour les portées les plus faibles $B = 54,6 H^{0,62}$.

Dans les conditions des expériences les portées croissent donc avec l'altitude (Fig. 2).

Si nous traçons ensuite les courbes de portées dans le plan d'é-

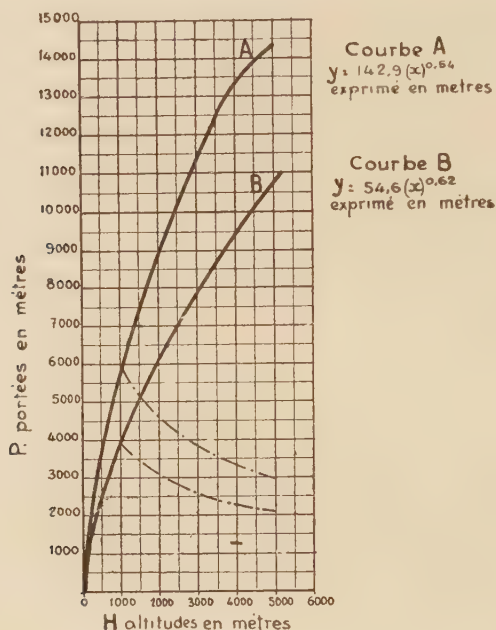


FIG. 2.

coute, nous voyons que la portion de ce plan limitée par les axes $O'H$, $O'P$ est divisée entre le sol et l'altitude 5.000 en zones (Fig. 3) :

- a) une zone hors portée ;
- b) une zone d'écoute probable ;
- c) une zone d'écoute certaine ;
- d) une région pour les altitudes inférieures à 1.000 m. où la portée maxima semble être inférieure à 6.000 m.

On remarque que la largeur de la zone d'écoute probable croît avec l'altitude, le rapport A/B restant sensiblement constant et voisin de 1,5 pour H inférieur à 5.000.

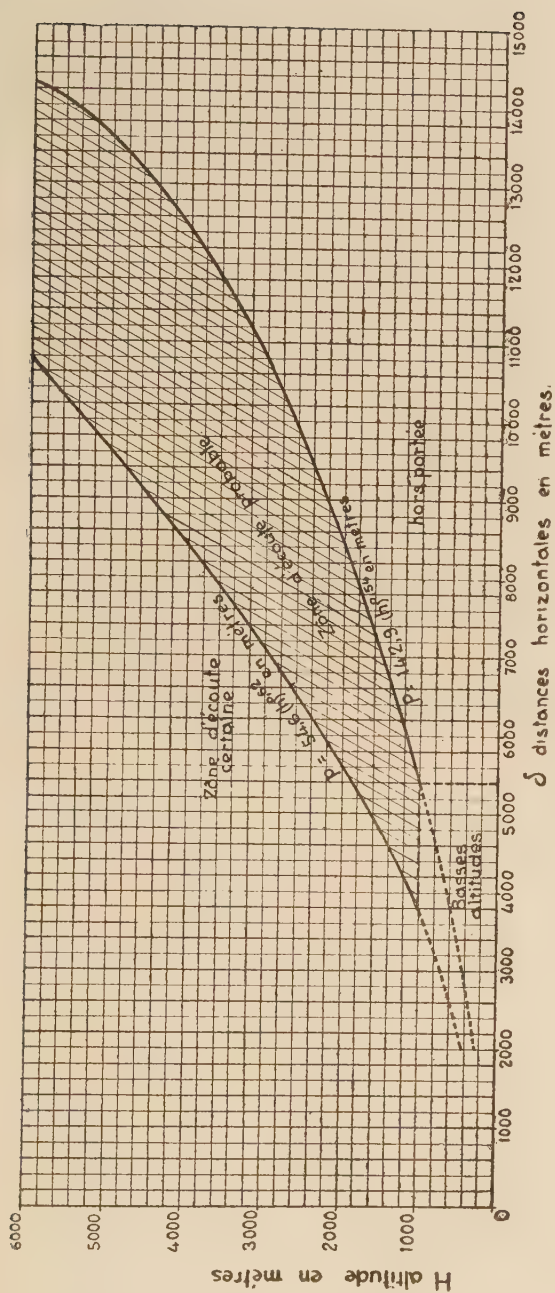


Fig. 3.

Prenons les dérivées A' et B' des courbes $A(H)$ et $B(H)$ (Fig. 2). $A'(H)$ décroît rapidement jusqu'à $H = 5.000$ puis plus lentement, $B'(H)$ décroît rapidement jusqu'à $H = 3.000$ puis plus lentement. La portée croît d'abord rapidement avec l'altitude puis plus lentement. On semble donc en droit de conclure que les qualités acoustiques de l'atmosphère se modifient d'abord rapidement avec l'altitude, puis plus lentement.

La théorie permet-elle de le prévoir ?

Si on suppose qu'une source sonore située à une distance P de l'écouteur supposé au sol, et qui correspond à la limite de portée, rayonne uniformément dans une hémisphère une énergie W .

Si l'atmosphère est transparente au son, et si la source est à l'altitude H , il parviendra à l'écouteur une énergie de densité moyenne par unité de volume $\frac{W}{2 \pi \bar{C} P^2}$ correspondant au seuil de l'audition.

$\bar{C}$ vitesse moyenne du son entre l'altitude H et le sol. Si la source est au sol, $C = C_0$ cette énergie sera $\frac{W}{2 \pi C_0 P_0^2}$.

Il vient alors :

$$\frac{P}{P_0} = \sqrt{\frac{\bar{C}_0}{\bar{C}}}.$$

Le calcul de la page 17 nous a donné pour la vitesse du son à l'altitude H :

$$C = C_0 \left(1 - \frac{6,5 H}{546} \right)$$

C étant fonction linéaire de H , un développement évident permet d'écrire, puisque c'est la célérité moyenne qui intervient

$$\sqrt{\frac{\bar{C}_0}{\bar{C}}} = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \frac{6,5 H}{546} \right)$$

$$\frac{P}{P_0} = 1 + \frac{3,25 H}{1092} \quad H \text{ en kilomètres.}$$

Du simple fait de la diminution de la vitesse du son avec l'altitude, il résulte que la portée croît avec l'altitude, mais cette croissance est beaucoup plus lente que ne l'indiquent nos essais.

Nous avons remarqué que $A'H$ et $B'H$ décroissent rapidement jusqu'aux altitudes respectives de 5.000 et 3.000 m. qui, pour les

portées correspondantes, représentent des sites réels de 24,5 et 23 grades correspondant à des inclinaisons des cellules de 22 et 18 grades environ. Nous définirons plus loin le champ des cellules d'écoute, mais nous pouvons déjà remarquer que ces valeurs correspondent au point où l'indicatrice de champ commence à baisser rapidement. Pour un site plus élevé, les bruits du sol n'ont plus qu'une action très faible sur le fonctionnement des cellules.

On peut donc en conclure : La portée croît d'abord très rapidement avec l'altitude, et ceci surtout à cause des parasites terrestres dont l'action diminue très rapidement avec le site, puisque au fur et à mesure que celui-ci augmente ils sont de moins en moins amplifiés par la cellule, ce qui diminue leur valeur relative par rapport au bruit de l'avion. Sous les sites très bas l'action du sol (réflexion et écrans naturels) peut être importante, mais son influence tend à s'atténuer rapidement quand le site augmente.

Au-dessus de 5.000 m., il est probable que la portée cesse assez rapidement de croître et tend vers une valeur limite pour une valeur donnée de $P(N)$ spectre sonore de l'avion.

On ne peut donc parler véritablement de coefficient de transparence acoustique que pour des sites élevés, pour lesquels l'influence du relief et des parasites du sol ne se fait plus sentir. Nous reparlerons de ceci au chapitre VI.

Dans un article récent, M. HOUSE, ingénieur de la Sperry Gyroscope Cy, montre également que la transparence acoustique varie rapidement sous les sites bas. Il n'a d'ailleurs opéré qu'à des altitudes inférieures à 2.000 m. (1).

POSSIBILITÉ DE MESURER LA TRANSPARENCE ACOUSTIQUE.

Supposons un avion volant à altitude constante, gardant le même régime (puissance émise W constante) et dont la distance à chaque instant soit connue avec précision au moyen d'un télémètre. Si nous parvenons à enregistrer à divers instants le spectre de l'énergie sonore qu'il émet, la variation de ce spectre à ces divers instants nous indiquera comment varie la quantité d'énergie transmise par l'atmosphère.

(1) *Revue de l'Armée de l'Air*, février 1937.

Cette quantité d'énergie est une grandeur variant comme $\varphi (D, N, s)$, coefficient de transparence acoustique.

Nous avons, au moyen d'un microphone à condensateur couplé à un amplificateur à lampes relié à un oscillographe cathodique, tenté à grande distance cet enregistrement sans aucun succès jusqu'ici. On sait en effet que le seuil de sensibilité d'un microphone est au minimum celui qui correspond au bruit de fond des lampes de l'amplificateur auquel il est couplé. Ce seuil est encore jusqu'ici très supérieur à celui de l'oreille.

A cette difficulté est venu s'ajouter le fait qu'il est à peu près impossible pratiquement d'obtenir de l'avion l'émission d'une énergie sonore W suffisamment constante pour que les résultats soient comparables, même entre des instants très rapprochés. Remarquons d'ailleurs que si même il était possible de venir à bout de cette difficulté, l'expérience ne permettrait pas d'obtenir le coefficient φ en valeur absolue, mais à une constante près. Pour obtenir φ en toute rigueur, il serait nécessaire de connaître W en valeur absolue, ce qui ne semble pas possible puisque le bruit émis par un avion au sol n'a pas en général le même caractère que le bruit correspondant en vol.

La résolution complète de l'équation de l'appareil d'écoute qui rendrait possible le calcul *a priori* de sa portée pour un écouteur moyen, sur un avion donné, volant dans une atmosphère de transparence donnée, n'est pas encore possible, puisque nous ne pouvons enregistrer que le produit $\frac{P^2 \varphi}{D^2}$, la forme de φ restant inconnue. Nous espérons pouvoir ultérieurement aborder dans sa généralité l'étude du problème.

Dans l'état actuel de nos connaissances nous ne pouvons qu'envisager la méthode suivante :

1° Enregistrer un nombre aussi important que possible de spectres sonores d'avions différents, volant aussi loin que possible, ce qui nous donnera dans chaque cas une valeur proportionnelle à $\frac{P^2 \varphi}{D^2}$.

2° Chercher à ajuster sur les valeurs trouvées l'amplification de pression $A (N)$ du circuit acoustique de telle sorte que, tenant compte de la courbe de sensibilité de l'oreille $\omega (N)$, la sensation sonore de l'écouteur soit aussi forte que possible.

L'enregistreur placé au sol nous donne une valeur proportionnelle à l'amplitude de la pression sonore reçue au point où il se trouve, soit $Q(N)$:

$$Q(N) = K \frac{P}{D} \sqrt{\varphi}$$

la sensation de l'écouteur en décibels au-dessus du seuil sera alors :

$$S(N) = 20 \log Q_n + 20 \log \frac{A(N)}{\varpi(N)}$$

pour la fréquence N .



CHAPITRE III

Sur le spectre sonore des avions.

Le son émis par les avions en vol est très complexe. Il est en effet dû à plusieurs sources différentes qui sont :

- a) l'échappement qui transmet à l'atmosphère les explosions, et les bruits du moteur d'origine mécanique ;
- b) l'hélice dont les pales frappent l'atmosphère ;
- c) les vibrations propres à la cellule ;
- d) les sons de sillage ou sons éoliens engendrés par le déplacement à grande vitesse de l'avion dans l'atmosphère.

Ce son est très différent de celui émis par le moteur de l'avion lorsqu'il est au sol, car il est alors évident que les causes de bruit c) et d) n'interviennent que peu ou pas, et que dans ce cas le bruit de l'échappement est prépondérant.

EXPÉRIENCES JAPONAISES.

Le travail le plus complet existant sur la question est dû à OBATA et YOSHIDA, et a été publié, en 1930, dans les *Reports of the Aeronautical Research Institute Tokyo Imperial University* (mars 1930, n° 59, vol. 6, p. 143).

Les auteurs qui ont enregistré le son de divers aéronefs à l'aide d'un microphone à bande Siemens, couplé par un amplificateur à lampes à un oscillographe à cadre, et l'ont développé en série de Fourier, donnent une bibliographie assez importante du sujet.

On sait le caractère un peu artificiel de ces développements. Il est bien certain en effet que le son d'un avion provenant de sources nombreuses indépendantes et complexes n'est pas comparable à celui d'une corde de piano. Néanmoins ils constituent un moyen

d'investigation commode, et l'on peut penser que les répartitions qu'ils donnent doivent se rapprocher de la réalité.

Le travail d'OBATA et d'YOSHIDA a montré en somme que, dans les conditions des expériences, les aéronefs étudiés émettent surtout des sons graves de fréquence voisine de 100 périodes, avec des harmoniques de quelque importance jusqu'à 600 périodes secondes. Les auteurs ont mis en outre en évidence l'influence de la réflexion sur le sol qui superpose à l'onde directe une onde réfléchie, et du phénomène de DOPPLER lorsque l'avion suivant une route rectiligne vient sur la station d'écoute. Ils ont noté également des anomalies dans la propagation du son, produisant par moment une extinction presque complète, qu'ils attribuent soit à l'action du vent, soit à des réfractions dues à la stratification de l'atmosphère (zones de silence).

EXPÉRIENCES FRANÇAISES.

M. CANAC opérant avec un résonateur à piston a étudié qualitativement le son des avions en vol, il a mis en évidence l'importance des sons de basses fréquences à grande distance, par beau temps, et observé des battements analogues à ceux signalés au précédent chapitre.

M. LÉVY, opérant en 1934-1935 sur des avions au sol avec un microphone couplé à un oscillographe à cadre, a trouvé que les sons prédominants s'échelonnaient de 100 à 250 périodes environ. M. LÉVY a en outre montré que les spectres d'avions obtenus à petite distance différaient notablement, suivant que le microphone était dans le plan de l'hélice ou dans l'axe de l'avion ⁽¹⁾ (LÉVY, communication personnelle).

NOUVELLES EXPÉRIENCES.

Dans toutes les expériences quantitatives que nous venons de rapporter, les auteurs n'ont obtenu que des valeurs relatives des amplitudes.

De plus OBATA et YOSHIDA, partant d'un son d'environ 100 pé-

(1) Dans une conférence faite le 23 octobre 1934 à l'Aéro-Club de France, l'ingénieur américain ZAND a confirmé ce point de vue.

riodes, ont exceptionnellement cherché la 12^e harmonique, mais se sont généralement limités à la 6^e, soit 600 périodes, et n'ont opéré que sur des avions déjà anciens et relativement lents.

Il nous a donc paru intéressant de reprendre pour notre compte les études précédentes, en utilisant des enregistrements obtenus par la Société Pathé sur film sonore à densité constante avec un avion d'acrobatie déjà assez rapide et maniable, que nous avons analysés jusqu'à la 36^e harmonique (Pl. I, fig. 4a et 4b).

Notre étude nous a d'abord montré que les sons ne sont pas absolument périodiques, aucun endroit du film ne ressemblant rigoureusement à un autre, ce que les auteurs précédents avaient d'ailleurs reconnu, et ce qui est logique étant donné que le son d'un avion provient de plusieurs sources différentes elles-mêmes variables. Il paraît donc nécessaire d'examiner jusqu'à quel point il est légitime d'appliquer à ce genre de phénomène la décomposition en série de FOURIER.

Or on sait que toute fonction d'une variable réelle, quelles que soient ses discontinuités, peut être représentée par une somme de termes harmoniques entre des limites d'intégration choisies, à condition qu'elle ne devienne pas infinie entre ces limites. Au voisinage des discontinuités, le développement représente la valeur moyenne de la fonction.

Comme nous cherchons surtout à nous rendre compte de l'allure de la fonction $P(N)$, nous pouvons donc considérer que le développement est légitime.

Pratiquement, nous avons effectué l'analyse en nous servant des tableaux de calcul dus à M. LÉVY, à qui nous exprimons nos remerciements pour l'obligeance avec laquelle il a bien voulu nous communiquer son intéressant travail ⁽¹⁾. Les tableaux utilisés donnent en réalité non la valeur réelle de l'harmonique de rang n , mais la valeur de $An - A72_{-n} + A72_{+n}$, et on ne peut considérer l'analyse que nous avons faite comme très approchée que si tous les derniers termes $A35$ $A36$ sont très voisins de zéro, ce qui permet de supposer que les termes de rang plus élevé le sont aussi. Si cela n'est pas, il est certain qu'il y a au-dessus du terme A_{n-1} au moins un harmonique non nul.

(1) LÉVY, Communication personnelle.

M. LÉVY a démontré qu'en faisant la moyenne d'une dizaine de spectres, on obtenait la valeur des intensités des partiels avec une erreur inférieure à 10 % par rapport au spectre réel,

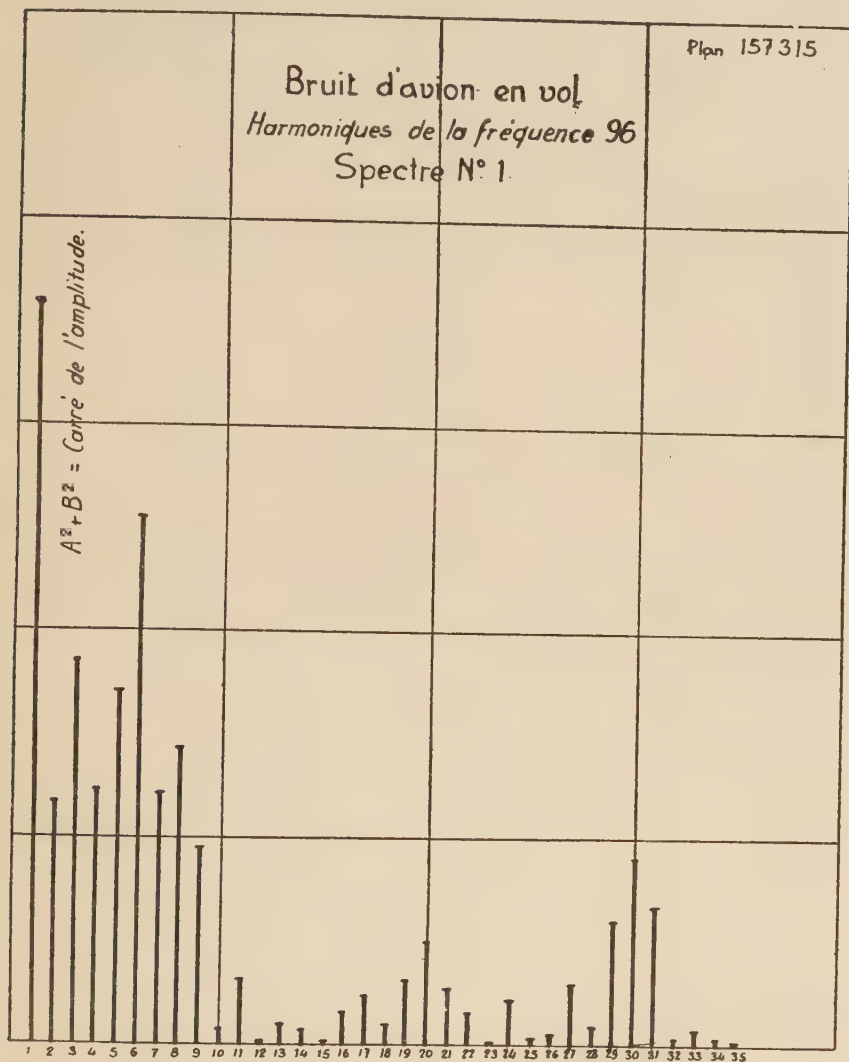


FIG. 5.

qui serait déterminé par analyse directe à l'aide de résonateurs.

Les trois spectres que nous donnons ci-après ne donnent qu'une idée approchée du phénomène. Toutefois ils permettent de tracer un spectre moyen résultant, dont les intensités ne doivent pas

différer de plus de 25 % de celles du spectre réel, ce qui correspond à moins de 1 décibel d'erreur sur la courbe des sensations de l'écouteur. La fondamentale de ce spectre moyen est voisine de 100 pé-

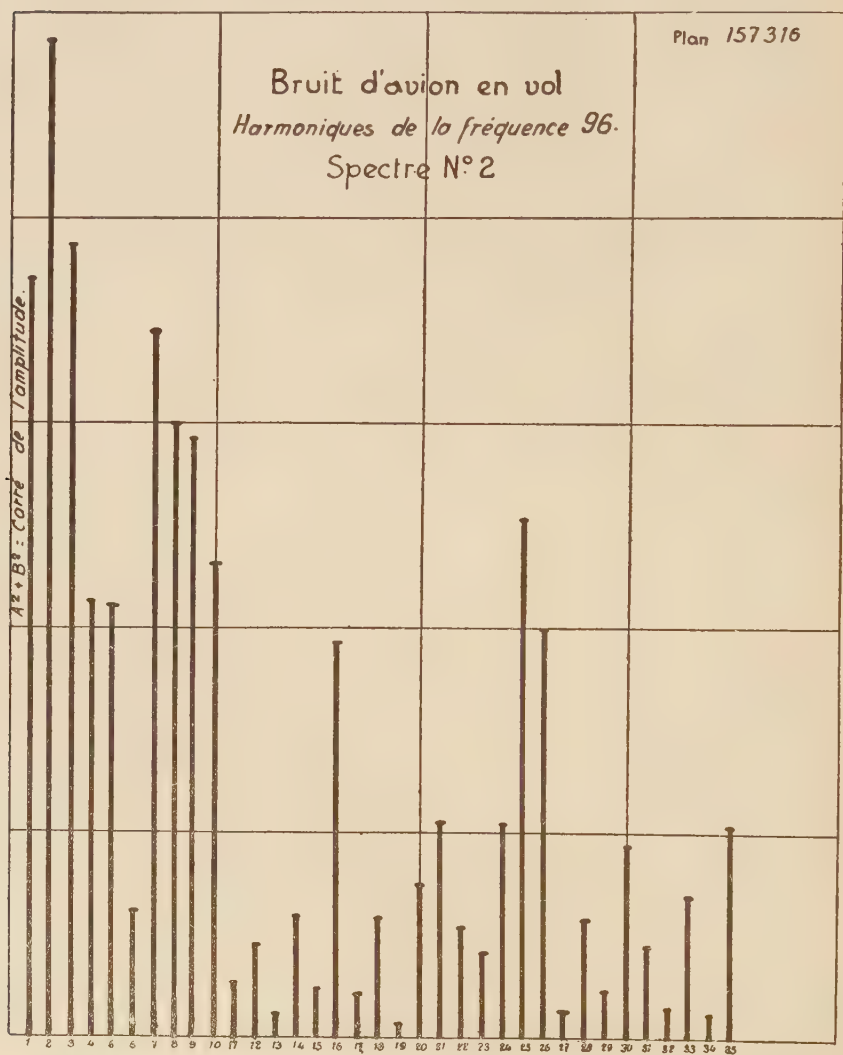


FIG. 6.

riodes par seconde, mais des partiels d'amplitude notable subsistent jusqu'au delà de 3.000 périodes par seconde.

Nous pouvons tracer une courbe continue en joignant les sommets des partiels du spectre.

En faisant la correction due à la sensibilité de l'oreille d'après les courbes de FLETCHER, on obtient alors les courbes de la figure 9 représentant l'intensité subjective reçue aux différentes fréquences.

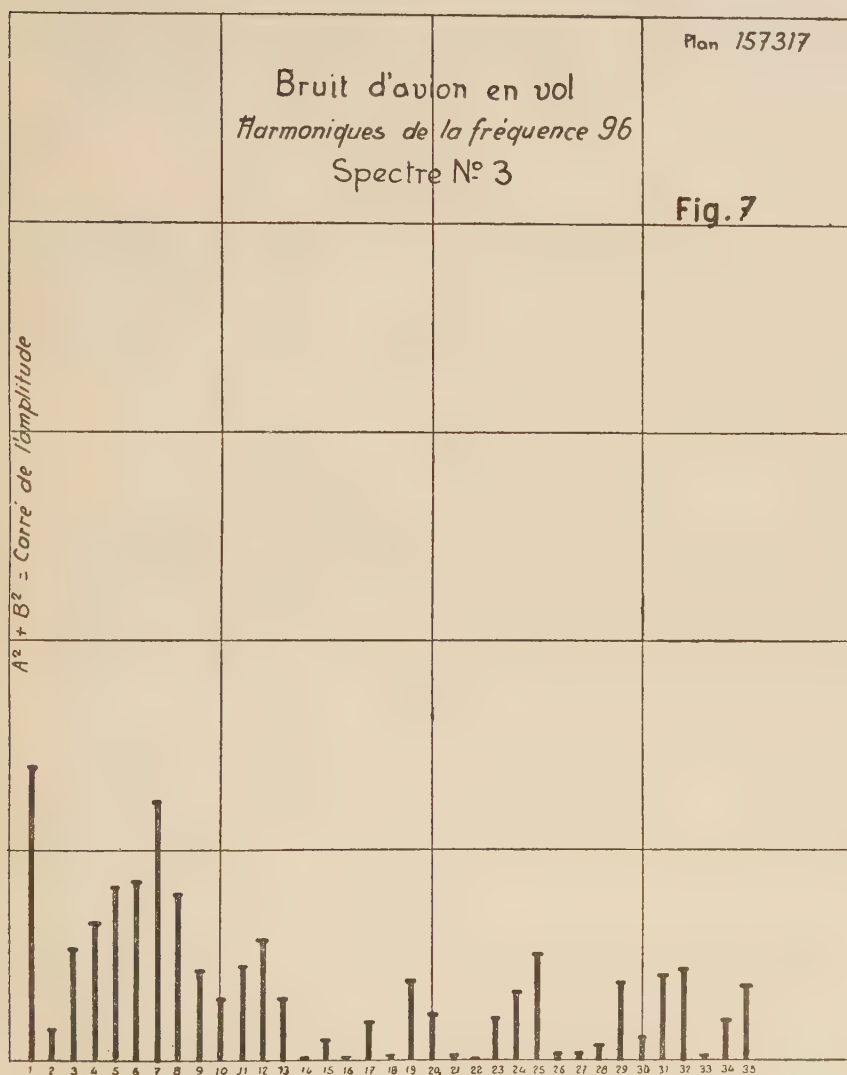


FIG. 7.

Ces courbes correspondent à deux valeurs de l'intensité moyenne du son :

$K = 0$ limite d'audition.

$K = 50$ valeur moyenne de 50 décibels.

Elles peuvent être sensiblement obtenues par translation dans la limite où les courbes de FLETCHER le sont aussi.

Elles montrent que dans les deux cas l'intensité subjective est à peu près constante.

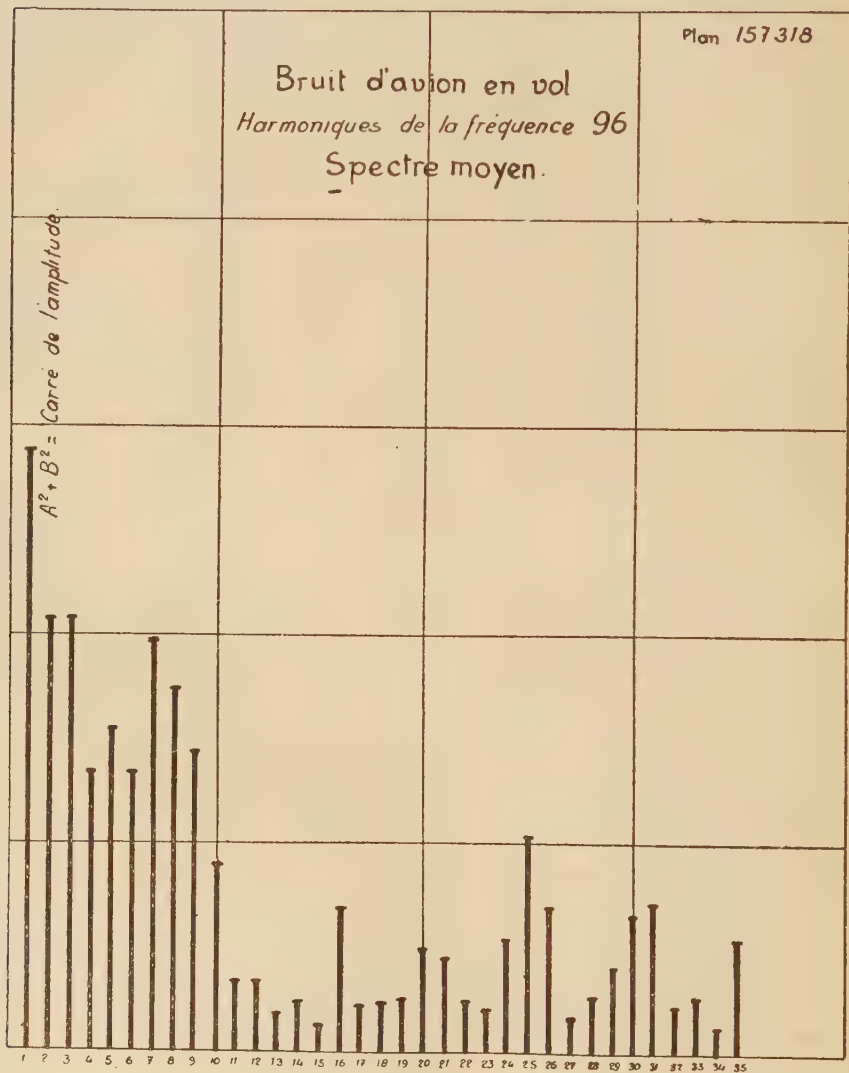


FIG. 8.

Il y a lieu de remarquer cependant que les enregistrements qui ont servi de base à notre étude ont été obtenus à courte distance.

Malheureusement, par suite de la faible sensibilité des micro-

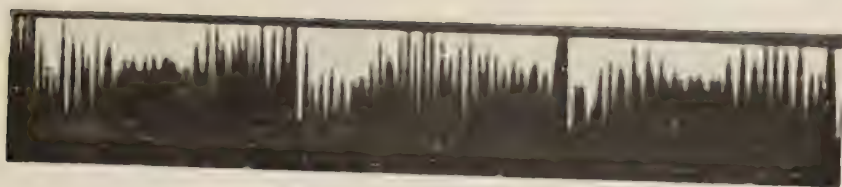


FIG 4 *a*

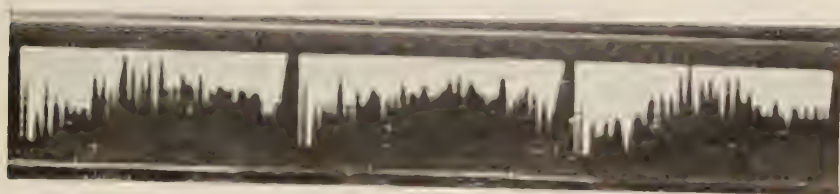


FIG. 4 *b*

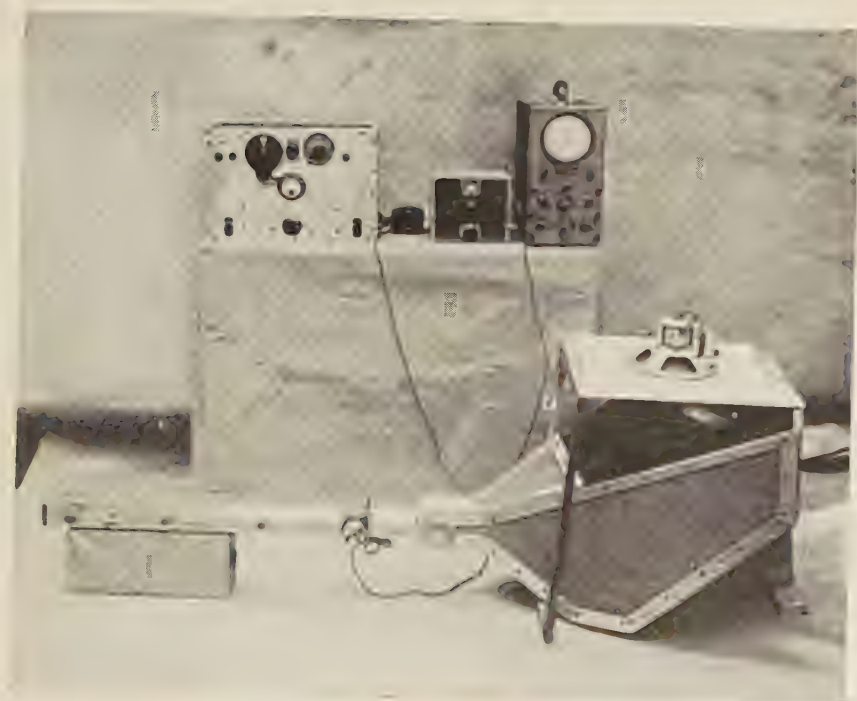


FIG. 24

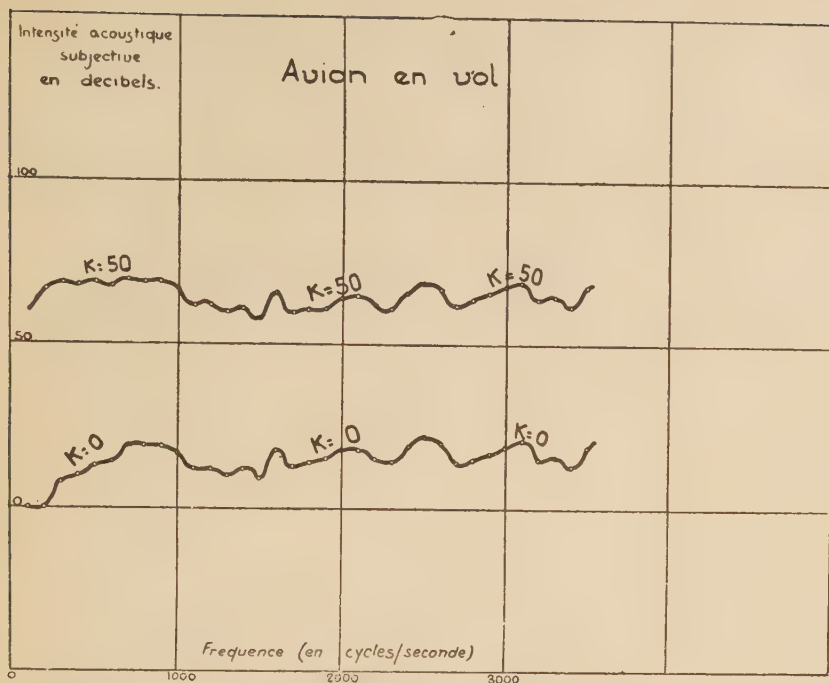


FIG. 9.

phones, il est actuellement impossible d'enregistrer à grande distance comme nous l'avons dit précédemment.

A grande distance, nous avons vu que les spectres sonores avaient tendance à se rétrécir vers les basses fréquences.

On devra donc tenir compte de ce point de vue dans la réalisation des appareils.



CHAPITRE IV

Méthode de mesure de l'amplification d'un appareil d'écoute.

PRINCIPE.

Cette méthode a pour objet la mesure de l'amplification de pression $A(N)$.

Soit une source sonore émettant un son pur de fréquence N . A une distance d de la source, l'amplitude de la pression vibratoire frappant un microphone sera p . Si l'on interpose sur le trajet de l'onde sonore un pavillon, ou le circuit acoustique d'un appareil d'écoute, celui-ci sera frappé par la pression p . Le microphone placé à l'extrémité du pavillon sera frappé par une pression P .

Par définition à la fréquence N :

$$A(N) = \frac{P}{p}.$$

Si l'on dispose d'une source pouvant donner successivement des sons de fréquence comprises entre N_1 et N_2 , on pourra tracer la courbe $A(N)$ pour l'intervalle de fréquences N_1 à N_2 , si l'on sait mesurer pour chaque valeur de N les pressions P et p .

Nous avons pratiquement opéré de la façon suivante :

1° Plaçant à la distance d de la source un microphone relié à un appareil de mesure, nous avons, pour chaque fréquence étudiée, noté les indications de l'appareil de mesure donnant une valeur proportionnelle à p .

2° Interposant alors à la distance d de la source le pavillon à étudier, et plaçant le microphone à l'extrémité du pavillon, nous avons, pour les mêmes fréquences, noté les indications de l'appareil de mesure nous donnant des valeurs proportionnelles à P .

3° Le rapport des ordonnées des courbes $P(N)$ et $p(N)$ nous a donné pour chaque fréquence la valeur correspondante de A .

Pour obtenir des résultats cohérents, il est nécessaire que :

- a) à une fréquence donnée, la pression sonore émise par la source ne varie sensiblement pas pendant la durée des mesures ;
- b) la sensibilité du microphone, et de son montage de mesures à une fréquence donnée, ne varie pas sensiblement pendant l'expérience ;
- c) les bruits parasites étrangers à la source soient assez faibles pour ne pas influencer le microphone ;
- d) les réflexions multiples dues aux parois du laboratoire et qui créent des ondes stationnaires puissent être négligées ou éliminées.

Cette méthode de mesures relatives ne nécessite pas la connaissance des valeurs absolues de P et p . Elle élimine donc les difficultés de tarage en pression absolue du microphone et de ses amplificateurs ; elle élimine également l'influence des variations de rendement de la source sonore en fonction de la fréquence.

SOURCES SONORES UTILISÉES.

Dans nos premiers essais, en 1930, nous avons utilisé des disques de phonographe donnant des sons de différentes fréquences. L'instabilité de la pression vibratoire ainsi obtenue, et le fait que nous ne disposions ainsi que d'une suite discontinue de fréquence nous a obligés à employer une autre source sonore.

Après d'assez longs tâtonnements, notre choix s'est arrêté sur une hétérodyne à battements, dont le premier étage comporte une lampe (*B.424*) montée en oscillatrice haute fréquence, reliée par un couplage lâche à une amplificatrice haute fréquence (*B.442*).

À la sortie de cet étage, le courant est filtré et interféré dans un pont de WHEASTONE, équilibré en haute fréquence avec le courant de fréquence légèrement différente fourni par deux étages analogues.

Le courant détecté et amplifié par la binode *E 444* est ensuite amplifié par deux autres étages *B 438* et *C 443 N*, d'où il parvient à un haut parleur électro-dynamique. La figure 10 donne le schéma de cette installation.

Un des circuits oscillants comporte une série de condensateurs variables permettant d'obtenir une gamme de fréquences comprise entre 0 et 10.000 cycles par seconde.

Dans l'autre circuit, un petit condensateur variable permet de rattraper les décalages pouvant se produire au cours des essais.

L'étalonnage de l'hétérodyne a été effectué par deux méthodes différentes :

1° En envoyant le courant de sortie sur deux des plaques d'un oscillographe cathodique, dont les deux autres plaques à angle droit des premières reçoivent un courant de fréquence connue. Le spot de l'oscillographe décrit alors des courbes de Lissajous, qui se réduisent à une ellipse lorsque les fréquences sont égales.

2° En envoyant le courant de sortie dans un oscillographe BLONDEL, dont le synchronoscope est mû par un moteur 6 pôles alimenté avec le courant du secteur à 50 périodes. Pour toutes les fréquences multiples de 16,66, on obtient alors des sinusoïdes qui paraissent immobiles sur l'écran de l'oscillographe. Ce procédé qui est très précis et rapide ne permet guère de monter au-dessus de 1.000 cycles par seconde.

Les figures 11, 12, 13 (Pl. II) montrent enregistrées simultanément avec le courant du secteur à 50 périodes, des courants de 16, 66, 350 et 900 périodes. On voit que la sinusoïde due à l'hétérodyne est beaucoup plus pure que celle du secteur. La figure 14 montre comment varie en fonction de la fréquence le courant produit par l'hétérodyne. Le rendement de celle-ci croît rapidement jusqu'à 175 cycles et baisse ensuite assez lentement.

Avant de commencer un essai, il est avantageux de laisser chauffer un peu les circuits de l'hétérodyne (pendant environ 1/4 d'heure), de façon à atteindre un régime de température permanent.

On règle alors les condensateurs variables pour obtenir un son de 1.000 cycles environ. Au moyen d'un diapason étalon (en Elinvar de la maison Lepaute donnant un son de 1.000 cycles), on contrôle à l'oreille la fréquence obtenue. Si l'hétérodyne s'est légèrement dérégulée, on perçoit alors des battements que l'on supprime au moyen du condensateur de rattrapage du 2^e circuit oscillant.

Lorsqu'on a pris la précaution de bien laisser chauffer les circuits et que les accumulateurs de chauffage et de tension plaque sont

bien chargés, l'étalonnage ne varie que de 2 à 3 cycles en une demi-journée.

Il se produit d'ailleurs un glissement lent mais continu de la fréquence, même si l'appareil reste au repos. Ce glissement peut atteindre une quinzaine de cycles en une semaine.

Il est donc nécessaire de vérifier l'étalonnage avant chaque séance

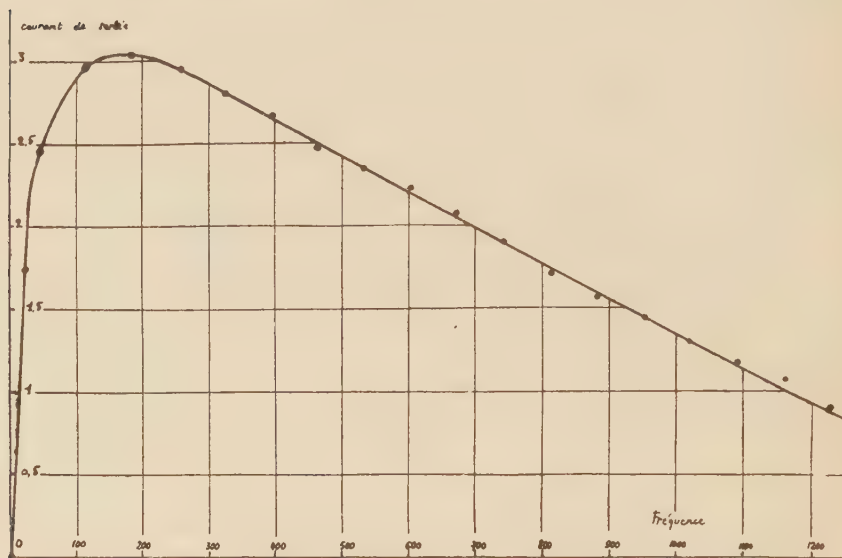


FIG. 14. — Rendement de l'Hétérodyne en fonction de la fréquence.

d'essais. Lorsque toutes les précautions sont prises, le rendement en puissance varie très peu au cours de l'essai ; sa variation peut être négligée, de sorte que la pression sonore émise par l'hétérodyne peut être regardée comme sensiblement constante pour chaque fréquence.

DISPOSITIF DE MESURE DES PRESSIONS SONORES.

Ce dispositif comprend un microphone condensateur GAUTRAT, couplé par des amplificateurs à un milliampèremètre CHAUVIN-WESTINGHOUSE muni d'un redresseur à Cuproxyde.

Le microphone est constitué essentiellement par une capsule comportant une armature fixe et une armature mobile, constituée par une membrane mince en cellulose recouverte d'un dépôt d'or et dont l'inertie est presque négligeable. L'intervalle entre les deux

armatures communique avec l'air extérieur par des ouvertures débouchant vers l'arrière de la capsule et destinées à l'amortissement de la membrane.

Ce dispositif est satisfaisant pour la reproduction fidèle de la parole, ou de la musique, où tous les timbres doivent être conservés, mais il convient mal à l'enregistrement correct de la pression due à un son pur à l'extrémité d'un pavillon.

Si on obstrue les ouvertures faisant communiquer la face postérieure de la membrane avec l'extérieur, on obtient un appareil donnant un courant modulé proportionnel aux variations de pression incidente, tant que ces variations restent petites.

Un calcul simple permet de le montrer :

Soit $p_o \sin \omega t$ la pression vibratoire agissant sur la face antérieure de la membrane.

P étant la pression moyenne au repos dans la chambre, le déplacement de la membrane sous l'effet de $p_o \sin \omega t$ créera dans la chambre une nouvelle pression $P + p_1 \sin (\omega t + \varphi)$.

Si la compression est adiabatique, dans la chambre :

$$\frac{dP}{P} + \gamma \frac{dV}{V} = 0$$

V volume de la chambre au repos.

d'où :

$$\frac{p_1 \sin (\omega t + \varphi)}{P} = - \gamma \frac{dV}{V}$$

au repos la distance des armatures du condensateur est L . Sous l'effet de la pression p_o elle devient $L - x$; S étant la section de la membrane, $dV = S (L - x - L)$

d'où :

$$x = \frac{V}{\gamma SP} p_1 \sin (\omega t + \varphi)$$

Nous négligerons l'élasticité très faible de la membrane de cellulose et écrirons que les forces d'inertie sont équilibrées par la différence des pressions.

ρ étant la densité de la membrane et e son épaisseur, il vient pour un élément de surface ds de la membrane :

$$\rho e ds \frac{d^2 x}{dt^2} = [p_1 \sin (\omega t + \varphi) - p_o \sin \omega t] ds$$

ou :

$$p^1 \sin (\omega t + \varphi) = p_0 \sin \omega t \frac{1}{\frac{\rho e V \omega^2}{\gamma S P} + 1}$$

et :

$$x = \frac{V}{\gamma S P} \times \frac{p_0 \sin \omega t}{\frac{\rho e V \omega^2}{\gamma S P} + 1}$$

q étant la charge du condensateur, C sa capacité, U la différence de potentiel entre les deux armatures, $q = CU$

$$i = \frac{dq}{dt} = U \frac{dC}{dt}$$

or :

$$C = \frac{KS}{4 \pi L} \quad \text{done} \quad dC = \frac{KS}{4 \pi L^2} x$$

et finalement :

$$i = - \frac{U K S}{4 \pi L^2} \times \frac{V}{\gamma S P} \frac{1}{1 + \frac{\rho e V \omega^2}{\gamma S P}} p_0 \sin \omega t$$

qui est proportionnel à $p_0 \sin \omega t$ pression incidente.

Le courant microphonique i est ensuite amplifié par :

- 1° un pré-amplificateur GAUTRAT à un étage faisant corps avec le microphone, afin d'éviter les capacités parasites (fig. 15) ;
- 2° un amplificateur SIEMENS à 2 étages, dont le deuxième porte un potentiomètre de réglage (fig. 16).
- 3° un amplificateur à résistances à 3 étages (fig. 17).

L'équation précédente montre que le courant microphonique dépend de la fréquence.

Il est probable que le rendement des amplificateurs en dépend aussi. Ceci est sans importance étant donné la méthode de mesures adoptée ; toutefois il est nécessaire que l'amplification ne varie pas dans des limites telles que la lecture du courant de sortie soit impossible dans certaines régions du spectre sonore.

Si l'étalonnage absolu en fréquence ne présente donc pas grand

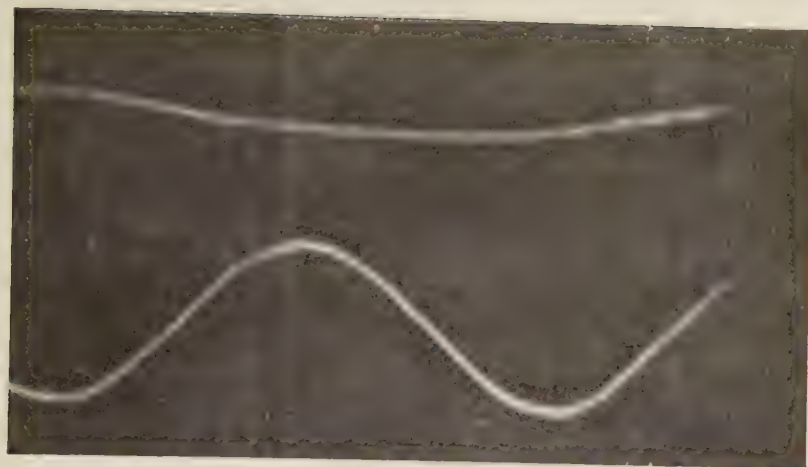


FIG. 11

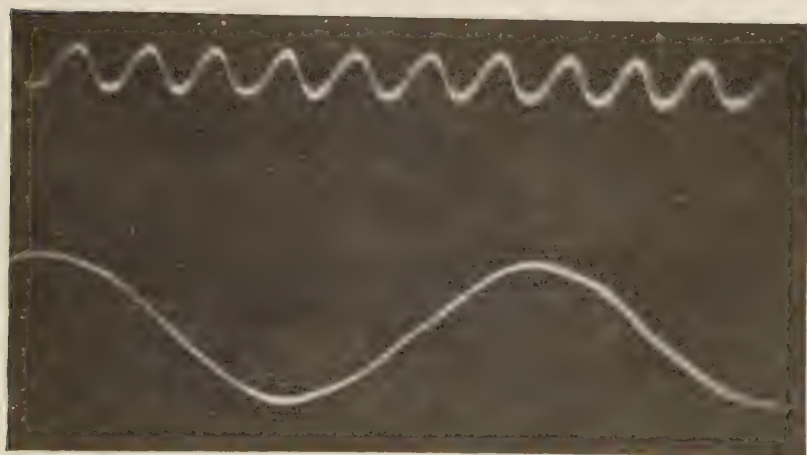


FIG. 12.

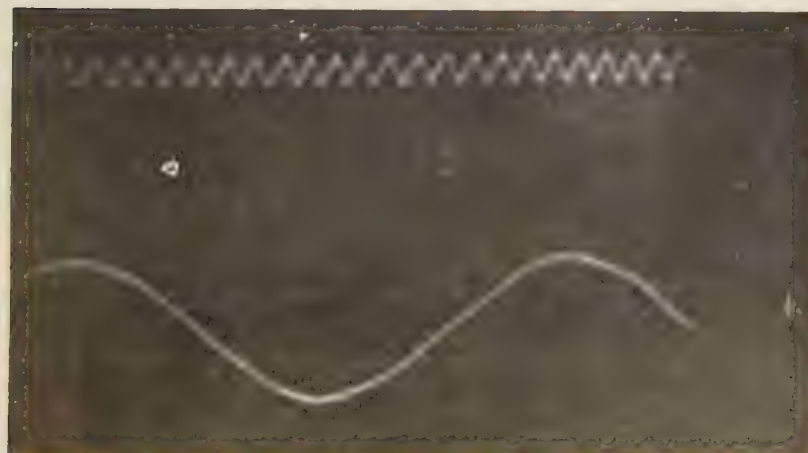
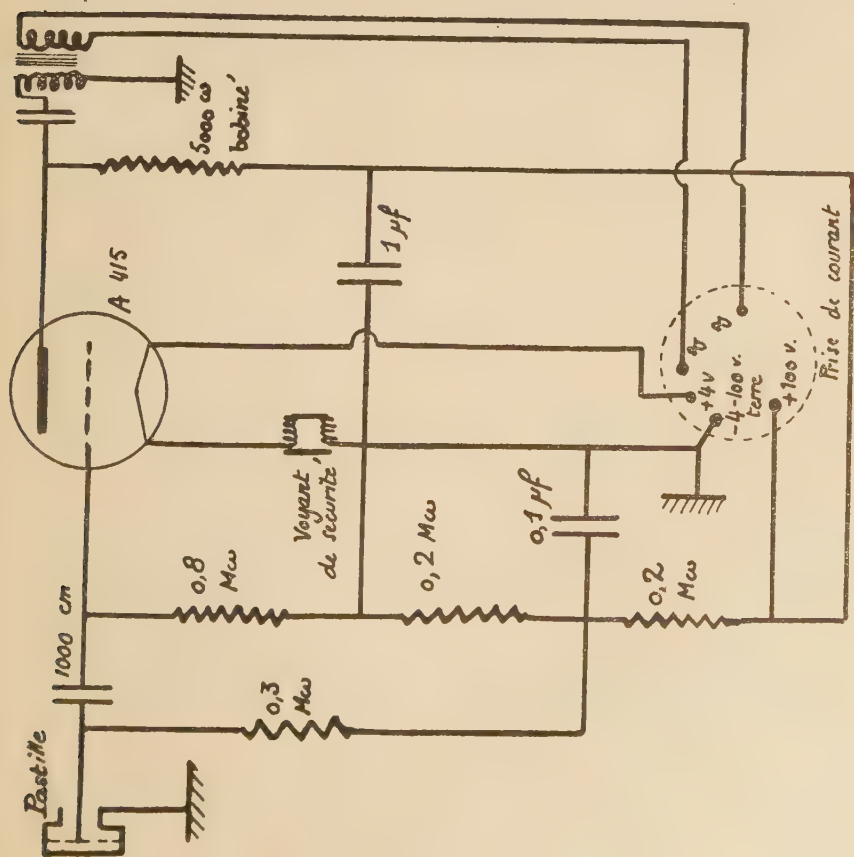
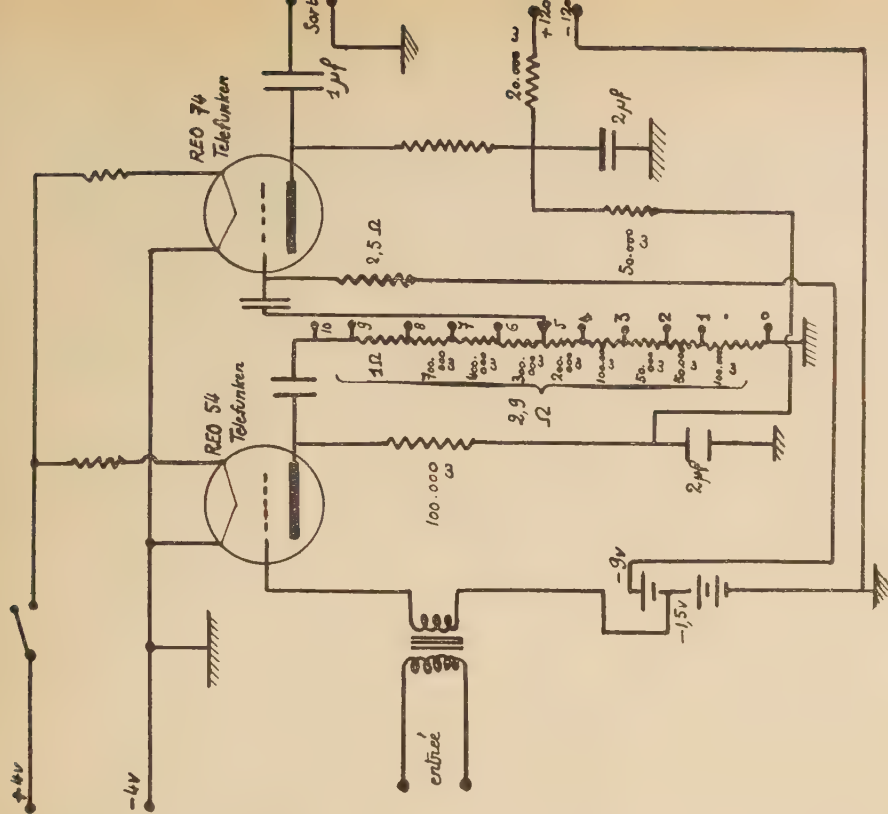


FIG. 13



intérêt, il faut par contre tarer les amplificateurs, de façon à connaître la relation qui lie le courant microphonique proportionnel à la pression sonore au courant de sortie lu sur l'appareil de mesures.

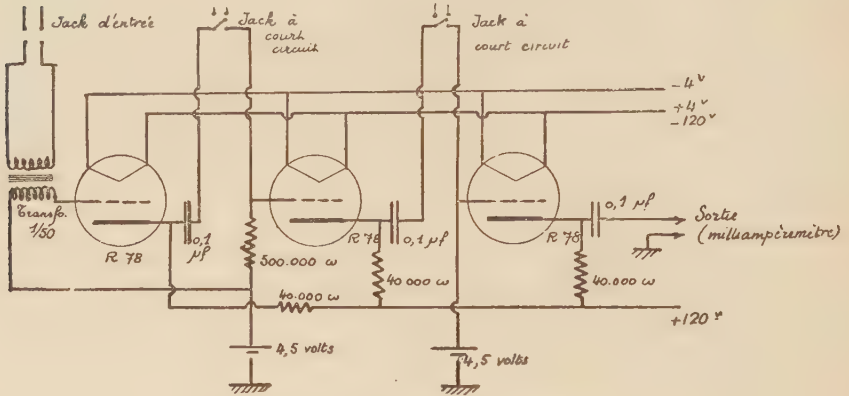


FIG. 17. — Amplificateur à résistances.

On a utilisé dans ce but le montage représenté à la figure 18, comprenant un transformateur T alimenté par le courant du secteur 50 périodes 110 volts et dont le secondaire fournit une tension

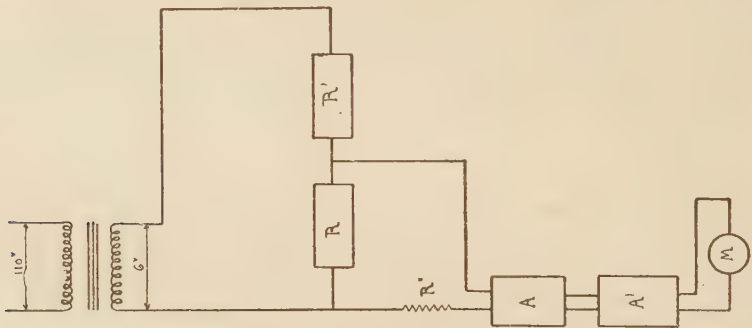


FIG. 18. — Etalonnage des 2 derniers amplificateurs.

alternative V de 6 volts, en débitant sur 2 boîtes de résistances étalons R et R' dont la somme $R + R'$ est maintenue constante. R'' est une résistance constante très grande devant R et R' . Soit r la résistance apparente du primaire du transformateur d'entrée de l'amplificateur SIEMENS, on mesure le courant en M à la sortie de l'amplificateur à résistances.

Le courant, dans le primaire du transformateur d'entrée de l'amplificateur SIEMENS, sera :

$$i = \frac{V R}{R R' + (R'' + r)(R + R')}$$

à cause de la valeur élevée de R'' , on pourra écrire sans grande erreur :

$$i = K V R \text{ —.}$$

Il est donc possible d'établir un tableau donnant en fonction de chaque division du potentiomètre de l'amplificateur SIEMENS et du courant de sortie lu en M , la valeur du courant d'entrée en unités arbitraires ⁽¹⁾. Pratiquement, avec les appareils utilisés le montage permet de mesurer des pressions variant de 1 à 6.000. Dans les mesures, on a cherché à ramener au moyen du potentiomètre les courants de sortie à des valeurs comprises entre 0,2 et 0,5 milliampères — de façon à éliminer la distorsion.

Ce mode de tarage présente deux inconvénients :

- 1° il ne tient pas compte du préamplificateur ;
- 2° il n'a été fait que pour la fréquence 50 du courant d'entrée.

L'expérience suivante montrera qu'il est néanmoins suffisant pour les besoins de la pratique. Reprenons en effet le dispositif complet, hétérodyne, haut parleur, microphone, amplificateurs et milliampéremètre, et plaçant le haut-parleur à une distance fixe du microphone, émettons un son de fréquence constante, mais en faisant varier l'intensité du courant qui le produit dans le haut-parleur. Pour chaque valeur du courant modulé nous notons l'indication du milliampéremètre de lecture du courant de sortie des amplificateurs. Portant ce dernier courant en ordonnées, et le courant modulé en abscisses, et opérant successivement en faisant varier la distance du haut-parleur au microphone, nous obtenons à très peu de chose près des droites passant par l'origine. En reprenant l'expérience pour une autre valeur de la fréquence, nous obtenons également des droites (fig. 19 et 20). On peut donc en déduire que, pour une fréquence donnée :

(1) Nous ne reproduisons pas ici ces tableaux qui ne présentent pas d'intérêt particulier.

- a) la pression acoustique émise par le haut-parleur est proportionnelle au courant modulé émis par l'hétérodyne ;
 b) le courant de sortie du préamplificateur est proportionnel à la pression sonore agissant sur le microphone.

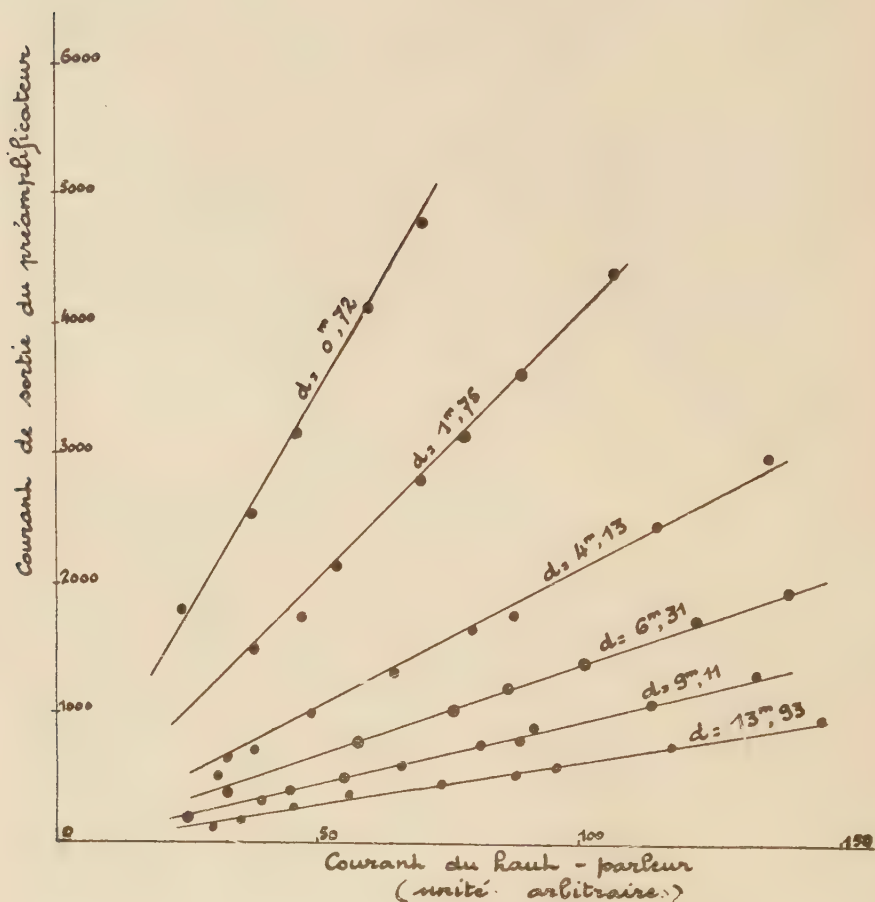


FIG. 19. — Etalonnage de l'ensemble. Emission. Réception.
 d : distance du haut-parleur au microphone. Fréquence 165.

Le dispositif permet donc de mesurer en unités arbitraires des pressions sonores, et de déterminer ainsi le coefficient d'amplification d'un pavillon.

La salle où nous avons opéré était revêtue de tentures absorbantes atténuant l'effet des parois.

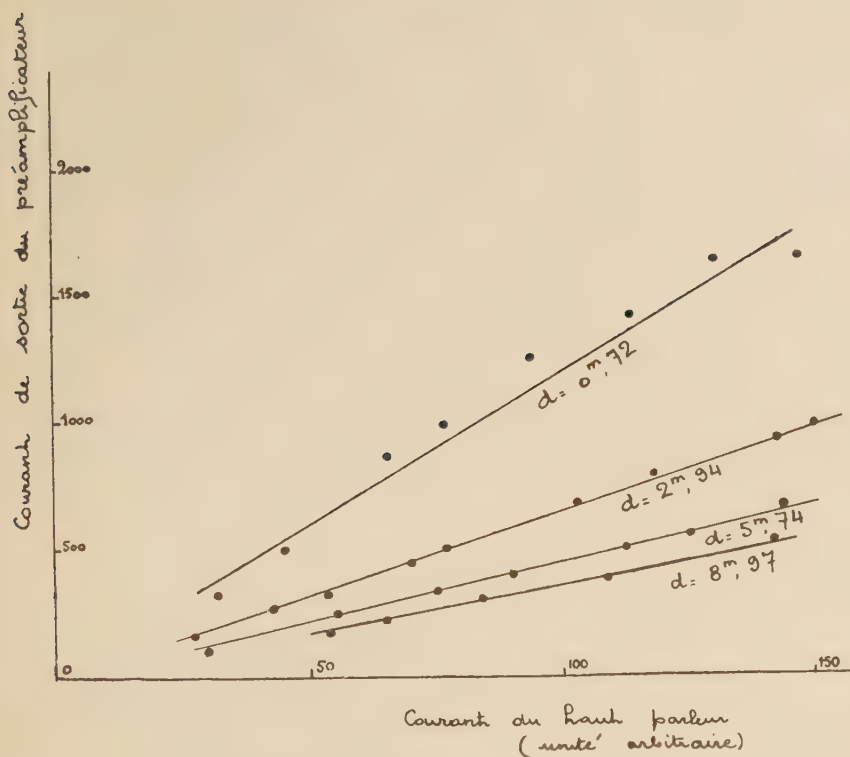


FIG. 20. — Etalonnage de l'ensemble. Emission. Réception.

ELIMINATION DES ERREURS DUES AUX BRUITS PARASITES.

L'expérience nous a montré que, même la nuit dans la campagne, les bruits parasites influencent le microphone de façon gênante. Ceci nous a conduit à exécuter nos expériences dans un studio d'enregistrement qui s'est montré suffisamment silencieux pour nos besoins.

Par contre la présence des parois du studio engendre des réflexions multiples qui donnent naissance à des ondes stationnaires dont il faut éliminer l'influence. Il est à noter que, même à l'air libre et sur un sol herbeux, cette influence subsiste, car il reste comme réflecteurs le sol, le pavillon lui-même et le haut-parleur (1).

(1) L'influence du sol ne peut être totalement éliminée que dans une chambre sourde, dont le type le plus parfait est à notre connaissance celle réalisée par M. CANAC au laboratoire du C. E. T. de Toulon.

INFLUENCE DES RÉFLEXIONS MULTIPLES.

Supposons une onde plane venant d'une source S , et une autre onde plane venant d'une source secondaire S' , qui a diffracté une onde directe venue de S , située à une distance plus grande de l'appareil et faisant un angle θ avec la source S .

On peut poser qu'au centre O de la section d'entrée du pavillon les 2 ondes présentent une différence de marche D , soit une différence de phase $\frac{2 \pi D}{\lambda}$.

En un point M de la section d'entrée distant de δ du point O , la différence de marche sera $D - \delta \sin \theta$, les 2 ondes qui se composent en M donneront naissance à 2 pressions :

$$Y_1 = a_1 \sin \omega t$$

$$Y_2 = a_2 \sin \left[\omega t - \frac{2 \pi}{\lambda} (D - \delta \sin \theta) \right]$$

dont la résultante Y_R vaudra :

$$Y_R = B \sin (\omega t - \varphi)$$

avec :

$$B^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2 a_1 a_2 \cos \frac{2 \pi}{\lambda} (D - \delta \sin \theta)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{a_2 \sin \frac{2 \pi (D - \delta \sin \theta)}{\lambda}}{a_1 + a_2 \cos \frac{2 \pi}{\lambda} (D - \delta \sin \theta)}$$

On peut, en première approximation, considérer que le pavillon intégrera les mouvements des différents points de sa section d'entrée. Calculons donc la pression moyenne régnant sur la section $AB = 2L$.

$$Y \text{ moyen} = \frac{1}{2L} \int_A^B Y_R d\delta$$

effectuant l'intégration on trouve :

$$Y \text{ moyen} = a_1 \sin \omega t + a_2 \frac{\sin \left(\frac{2 \pi L \sin \theta}{\lambda} \right)}{\frac{2 \pi L \sin \theta}{\lambda}} \sin \left(\omega t - \frac{2 \pi D}{\lambda} \right).$$

La pression moyenne le long de la surface d'entrée est donc la somme de la pression initiale due à la source S , et d'une autre pression d'amplitude :

$$a_2 \frac{\sin \left(\frac{2 \pi L \sin \theta}{\lambda} \right)}{\frac{2 \pi L \sin \theta}{\lambda}}$$

dépendant de θ , présentant par rapport à a_1

une différence de phase $\frac{2 \pi D}{\lambda}$ qui ne dépend pas de θ .

Il s'ensuit donc que même en l'absence de tout phénomène de résonance propre au pavillon, la pression moyenne présentera des maxima et minima fonction de λ .

Lorsque L est petit (cas du microphone nu), ces maxima et minima seront importants. Il en est de même si θ est petit, c'est-à-dire si la direction de l'écran est voisine de celle de la source.

Dans ce calcul, nous avons supposé que la face d'entrée du pavillon est rectangulaire.

Nous avons supposé également des ondes planes et une seule image S' , ce qui n'est pas rigoureux.

La formule précédente n'est donc qu'assez grossièrement approchée, mais qualitativement peut être considérée comme exacte.

Si nous tenons compte du fait que dans le studio utilisé les parois étaient assez absorbantes et que, dans ces conditions, l'amplitude de la pression réfléchie était faible devant a_1 on peut écrire pour le carré de l'amplitude de la pression résultante Y_m , en négligeant a_2^2

$$a_1^2 \left[1 + 2 \frac{a_2}{a_1} \frac{\sin \left(\frac{2 \pi L \sin \theta}{\lambda} \right)}{\frac{2 \pi L \sin \theta}{\lambda}} \left[\cos \frac{2 \pi D}{\lambda} \right] \right]$$

Lorsque :

$$\frac{2 \pi D}{\lambda} = \frac{\pi}{2} (2 Q + 1) \quad Q \text{ entier}$$

ou :

$$D = \frac{\lambda}{4} (2 Q + 1)$$

il viendra alors exactement a_1^2

Lorsque

$$\frac{2 \pi D}{\lambda} = Q \pi$$

ou

$$D = Q \frac{\lambda}{2}.$$

L'erreur due à la réflexion sera maxima.

a_2 étant petit devant a_1 , si l'on prend la précaution de faire la moyenne de la valeur d'un maximum obtenu pour λ_1 , et du minimum immédiatement voisin pour λ_2 , on a la valeur correspondant à $\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$, donc une erreur négligeable.

On peut d'ailleurs, si la fréquence des ondes stationnaires se rapproche de celle du pavillon, déplacer les appareils, ce qui modifie D et θ . En opérant judicieusement on peut arriver à éliminer presque complètement l'influence des réflexions gênantes.

Les courbes données au chapitre suivant ont toujours été obtenues en prenant la moyenne de deux indications consécutives, soit pour la courbe représentant la pression sonore avec pavillon, soit pour la courbe microphone nu.

Il est à remarquer que le circuit acoustique, terminé à l'extrémité par une paroi rigide dans laquelle est insérée la capsule microphonique, suivie d'une très petite capacité remplie d'air ne communiquant pas avec l'extérieur (par suite de l'obturation des trous), est dans les mêmes conditions que lorsque cette extrémité est pressée contre le crâne de l'écouteur, dont le tympan joue le même rôle que la capsule microphonique.



CHAPITRE V

Étude en laboratoire de l'amplification de certains appareils d'écoute.

DÉFINITION DU CIRCUIT ACOUSTIQUE.

Nous appellerons circuit acoustique d'un appareil d'écoute, l'ensemble formé par une cellule collectrice et amplificatrice et le tuyau qui amène le son à l'oreille de l'écouteur. Un appareil d'écoute complet comprend donc normalement quatre circuits acoustiques.

Un circuit acoustique possède une surface d'entrée grande et une surface de sortie de petites dimensions.

Lorsqu'un circuit acoustique est frappé par une onde extérieure, son rôle est de produire pour l'écouteur une amplification de pression aussi grande que possible dans le domaine de fréquences choisi.

Il fonctionne donc comme transformateur d'impédance, c'est-à-dire qu'il couple au mieux l'air extérieur de faible densité avec l'oreille de l'écouteur dont l'impédance est très élevée.

Nous insistons sur la notion de circuit acoustique car certains auteurs ont tendance à considérer d'abord la cellule d'écoute en elle-même, puis le tuyau qui la relie à l'oreille, et dont la longueur ne présenterait pas (sauf au point de vue absorption) une très grande importance pour le fonctionnement de l'ensemble.

L'observation nous a amené à considérer le circuit acoustique formé de 2 éléments, cellule et tuyau qui sont couplés mutuellement, en sorte que les caractéristiques de chacun réagissent étroitement sur le fonctionnement de l'ensemble qui constitue, en somme, un circuit oscillant entrant en résonance pour certaines fréquences privilégiées, déterminées par les dimensions de ses 2 éléments.

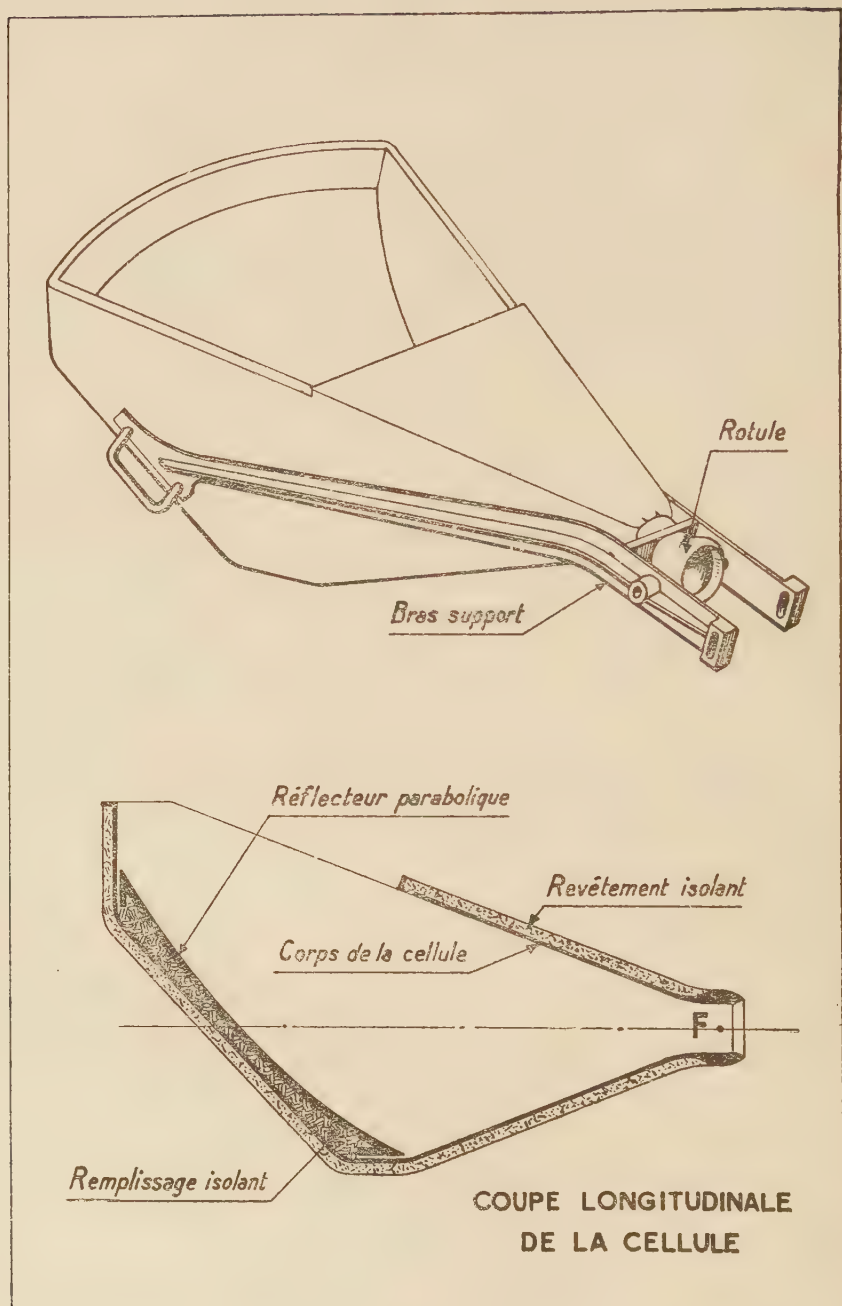


FIG. 21.

ETUDE EXPÉRIMENTALE DE CERTAINS CIRCUITS.

La première cellule dont nous ayons eu à nous occuper se composait essentiellement d'un élément de miroir parabolique métallique ($1/8$ de zone de paraboloïde), destiné à concentrer par réflexion à son foyer les sons provenant de sources éloignées. Pour atténuer l'influence des sons parasites et augmenter le contraste entre ceux-ci et le son étudié, on avait été conduit à enfermer le miroir dans une sorte de cornet pyramidal en tôle d'aluminium, ouvert dans la direction d'arrivée du son étudié, ayant son sommet au foyer du miroir et isolé afin d'éviter le bruit de fond. Un tuyau flexible en caoutchouc armé, d'environ 40 mm. de diamètre intérieur, reliait la cellule à l'écouteur. Ce tuyau était terminé par une partie conique convergente, dont l'extrémité était constituée par un embout en os, destiné à être introduit dans l'oreille de l'écouteur.

Des expériences qualitatives faites sur le miroir seul avaient montré un phénomène focal très net, mais la source employée émettait des sons complexes, renfermant une forte proportion d'harmoniques élevés au-dessus de 2.000 périodes, et d'ailleurs sans qu'aucune mesure quantitative d'amplification ait été faite. L'ensemble complet, cellule et tuyau, amplifiait nettement les sons même graves et donna des résultats très encourageants pour la recherche des avions.

La pratique ne tarda pas à nous montrer que les embouts s'introduisant dans l'oreille ne pouvaient être conservés, car leurs inconvénients étaient multiples. Ils étaient difficiles à placer correctement, anti-hygiéniques et d'un usage souvent douloureux pour l'écouteur. Nous fûmes donc amenés à envisager en 1930 de terminer les tuyaux d'écoute par une partie conique divergente, dont la base venait s'appuyer autour de l'oreille sur le crâne de l'écouteur par l'intermédiaire d'un joint plastique. La réduction de l'amplification de pression propre au circuit acoustique, causée par l'augmentation de la section de sortie, réduction qui apparaissait comme très importante, s'est trouvée compensée en pratique par le fait que les embouts n'étaient presque jamais placés correctement dans l'oreille et que leur petite section engendrait des pertes considérables. La suppression des embouts avait d'ailleurs été étudiée

indépendamment de nous et à la même époque par M. CANAC d'une part, et MM. PERRIN et MARCELIN d'autre part.

D'autres essais nous ayant montré en même temps la supériorité à diamètre égal des tuyaux métalliques flexibles sur les tuyaux de caoutchouc armé, nous avons abandonné ceux-ci ⁽¹⁾.

Ulérieurement, nous avons remplacé les tuyaux métalliques flexibles par des tuyaux métalliques rigides de plus gros diamètre (80 mm. environ), de façon à éviter le raccord conique divergent à l'extrémité et à conserver une section constante jusqu'à l'oreille.

La longueur de ces tuyaux était déterminée par des considéra-

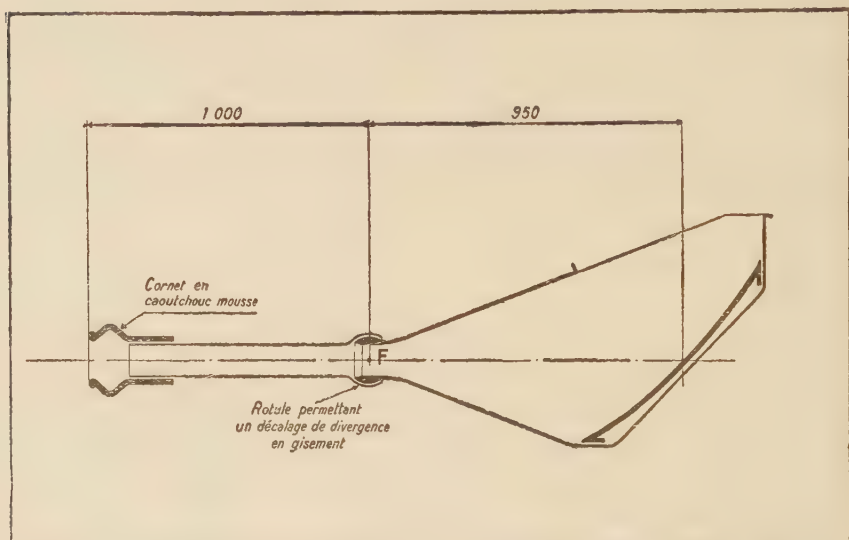


FIG. 22.

tions de résonance, de façon à produire un maximum d'amplification en dessous de 200 périodes.

Les figures 21 et 22 montrent une perspective et une vue en coupe du circuit acoustique ainsi constitué, que nous appellerons le circuit n° 1.

La figure 23 représente pour les fréquences inférieures à 1.000 périodes l'amplification de pression $A(N)$ du circuit 1, obtenue par la méthode décrite au chapitre IV.

(1) Nos essais assez grossiers se sont trouvés entièrement confirmés par les très intéressantes mesures d'absorption du son dans les tuyaux faites par M. CANAC, *Revue d'Acoustique*, fasc. I, vol. 1, mars 1932.

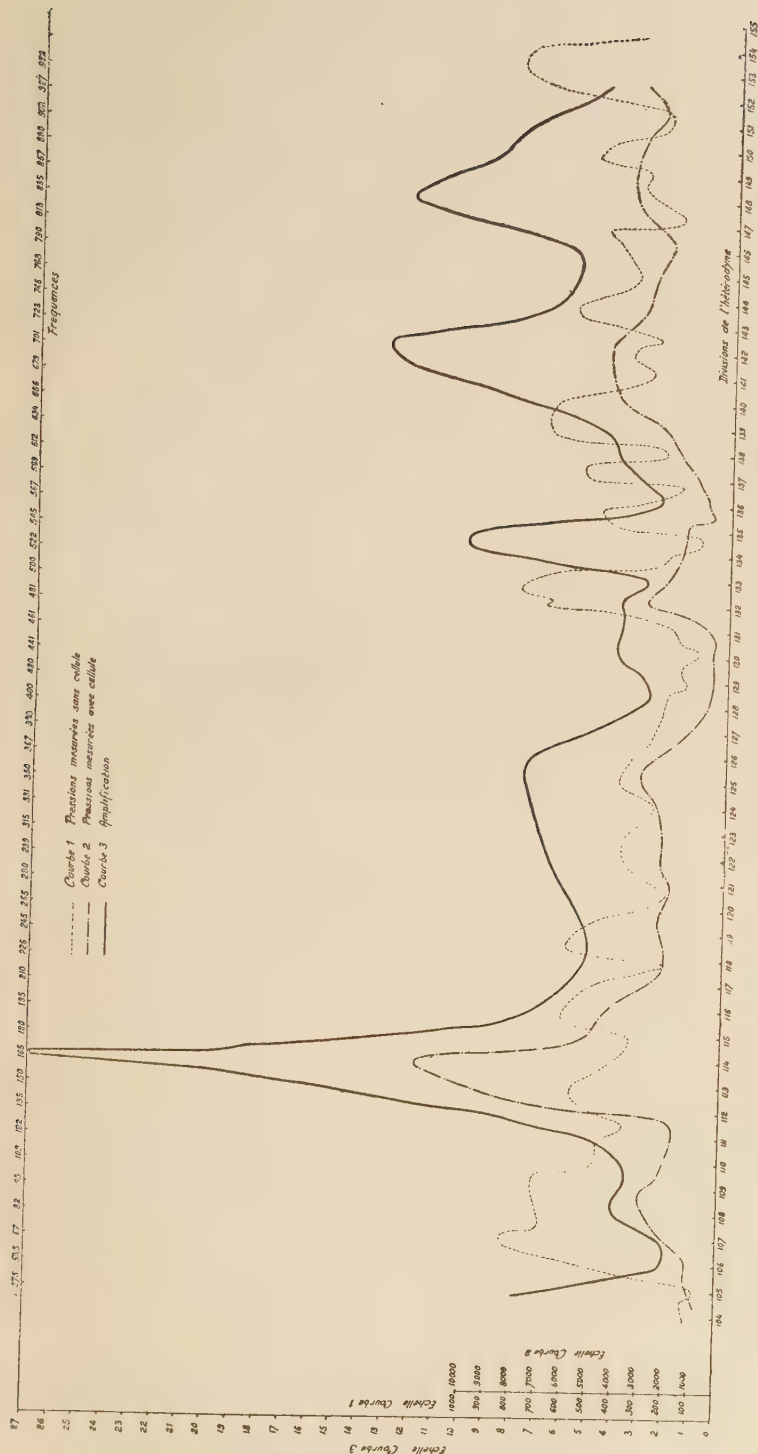


Fig. 23. — Circuit n° 1.

ETUDE DE LA COURBE D'AMPLIFICATION DU CIRCUIT N° 1.

Cette courbe présente des maxima d'importance inégale, formant à peu de chose près, une série harmonique de fréquences :

$$170 \quad 340 \quad 510 \quad 680 \quad 850.$$

Il est intéressant de voir dans quelle mesure la théorie permettrait de les prédéterminer.

Le circuit acoustique peut être envisagé à 3 points de vue différents :

1° Un segment de paraboloïde concentrant l'onde plane à son foyer où se trouve l'extrémité ouverte d'un bourdon fermé à l'autre extrémité (par la capsule microphonique).

M. ROCARD a étudié dans la *Revue d'Acoustique* ⁽¹⁾ l'amplification de pression créée au foyer d'un paraboloïde frappé par une onde plane arrivant parallèlement à son axe et il a montré que si l'on se borne à envisager la diffraction primaire, cette amplification étendue à toute la surface du paraboloïde était donnée par :

$$\mu = \frac{2 \pi p}{\lambda} L (1 + u) \quad L \text{ logarithme Népérien}$$

$$\text{où } u = \frac{2x}{p} \quad x \text{ abscisse de la section limite du paraboloïde}$$

$$p \text{ paramètre } (p = 950 \text{ mm.})$$

soit pour le segment de paraboloïde employé :

$$\mu = 0,57 \frac{N}{340} \text{ environ } (N \text{ est la fréquence}).$$

M. ROCARD a montré que cette expression n'a de sens que si $\lambda < p$ et qu'elle ne rend compte quantitativement des faits que pour des fréquences plus élevées. On ne peut donc admettre que le phénomène focal produise une amplification de pression notable dans le domaine de fréquences étudié.

Pour $N = 1.000$ on aurait $\mu = 1,7$ pour $N = 3.000$ $\mu = 5$.

(1) Y. ROCARD, Les paraboloïdes acoustiques. *Revue d'Acoustique*, vol. I, fasc. 3, juillet 1932.

Le rôle du paraboloïde, quasi nul pour les basses fréquences, n'est donc plus négligeable pour les fréquences élevées du spectre sonore de l'avion.

Si l'hypothèse du paraboloïde associé à un bourdon était suffisante dans le domaine de fréquence 0 — 1.000 périodes par seconde, il est probable que la courbe d'amplification présenterait les partiels d'un bourdon d'environ 103 cm. de long (tuyau de 1 m. avec la correction à l'extrémité ouverte), soit les fréquences :

83 249 415, etc...

ce que l'expérience ne vérifie pas.

De toute façon la théorie complète du paraboloïde couplé à un tuyau reste à faire.

2° Une cavité formant résonateur qui est excitée par l'onde extérieure par une grande ouverture et est couplée par une autre ouverture avec l'extrémité ouverte d'un bourdon fermé à l'autre extrémité.

E. T. PARIS a développé ⁽¹⁾ la théorie du bourdon cylindrique excité par une source extérieure, et couplé par une petite ouverture pratiquée à son extrémité fermée, avec un petit résonateur. Un calcul facile et que nous ne reproduirons pas permet de l'étendre au cas du résonateur qui est excité par l'onde extérieure et est couplé avec un bourdon. Mais cette théorie quoique séduisante est inapplicable dans le cas présent car les dimensions de la cavité ne permettent pas d'admettre, même pour les fréquences inférieures à 100, que la pression y est uniforme, et il s'établit forcément un régime d'ondes progressives possédant des nœuds et des ventres.

Si les dimensions de la cavité étaient assez faibles pour qu'on puisse la considérer comme un résonateur, cette théorie offrirait un grand intérêt, car le circuit acoustique serait analogue à une antenne unifilaire de longueur finie isolée à une extrémité et couplée à un circuit de forte capacité relié à la terre. Le circuit réaliserait alors le couplage d'un élément à constantes localisées donnant lieu à une pointe de résonance et d'une ligne à constantes

(1) E.-T. PARIS. Voir *Proceedings of Royal Society*, Série A, vol. 101, n° A, 712, 1^{er} août 1922 ; Voir également du même auteur *Philosophical Magazine*, tome 48, 1924. BOUSSE a décrit et commenté les expériences de PARIS dans *Tuyaux et Résonateurs*, chapitre XI, paragraphe 227.

réparties, donnant lieu à plusieurs pointes de résonance, ce qui par un choix judicieux des constantes, pourrait permettre l'obtention d'une courbe d'amplification avantageuse pour la réception de sons complexes.

Remarquons que même dans un circuit acoustique de grandes dimensions et considéré dans son ensemble comme système à constantes réparties nous pouvons toujours introduire de petites capacités pour modifier les caractéristiques du circuit de façon avantageuse, mais il est plus logique de considérer alors ces petites capacités comme jouant un rôle de filtration.

3° Une pyramide quadrangulaire précédée d'une paroi défléctrice, limitant son champ utile mais dont nous négligeons en première approximation l'effet sur l'amplification. Cette pyramide étant couplée avec un bourdon fermé à l'autre extrémité.

La pyramide, qui est assimilable à un cône circulaire, doit fonctionner en somme (étant donné la petitesse de sa petite base) comme un cône complet ouvert à la grande base, c'est-à-dire que :

- a) le fondamental est le même que celui du tuyau cylindrique ouvert aux deux bouts et de même longueur que les arêtes de la pyramide, les partiels formant une série harmonique ;
- b) il existe toujours un nœud de vitesse au sommet du cône, ce qui fait que le tuyau résonnera alors au mieux comme un bourdon fermé aux deux extrémités (vibration en $1/2$ onde).

La longueur du tuyau est $l = 1$ m., pour le circuit étudié, la longueur des arêtes de la pyramide étant d'environ 75 cm. et la section d'entrée d'environ 2.820 cm², en généralisant la correction au bout ouvert d'un cône $0,375 D$ (1) on trouve comme longueur corrigée des arêtes $L = 97$ cm. En prenant comme vitesse du son 340 m. par seconde,

la série des partiels du cône est alors :

175 350 525 700 875,

celle du bourdon fermé aux deux bouts :

170 340 510 680 850

(1) Voir BOUASSE, *Tuyaux et Résonateurs*, chap. X, n° 178.

en accord très satisfaisant avec la courbe relevée sur le circuit 1.

Cet accord pouvant être dû à une coïncidence, il nous a paru nécessaire de constater par une expérience directe qu'il existait bien un quasi nœud de vitesse au sommet du tronc de pyramide (un nœud au sommet fictif de la pyramide) et que le tuyau se comportait comme un bourdon fermé aux deux extrémités.

Prenant un circuit acoustique constitué par une cellule du type étudié placée horizontalement suivie d'un tuyau de section carrée en tôle d'aluminium polie, et dont une paroi est constituée par une plaque de verre, nous avons excité ce circuit par un haut-parleur puissant, alimenté par l'hétérodyne à son pur primitivement employée. Ce dispositif est représenté à la figure 24, Planche II.

En mettant de la poudre de lycopode sur la paroi inférieure du tuyau nous avons constaté que :

- 1° à l'embouchure du tuyau et à peu près à hauteur du sommet fictif du cône, il se produisait un amas de poudre de forme elliptique correspondant à un nœud de vitesse, quel que soit la fréquence de son excitateur ;
- 2° à certaines fréquences qui correspondent aux partiels du bourdon fermé se produisent des amas de poudre à l'extrémité fermée du tuyau.

La formation des amas de poudre n'étant pas très nette, nous avons fait la contre-expérience suivante qui consiste à percer en divers points du tuyau des trous obstrués par des petits bouchons.

Pour étudier l'état vibratoire en un de ces points, on remplace le bouchon par un ajutage cylindrique visible sur la figure. Cet ajutage présenté perpendiculairement à l'axe du tuyau, et communiquant avec la membrane d'un microphone relié à un oscillographe cathodique, constitue un dispositif de mesure de la pression statique au point considéré.

L'observation à l'oscillographe cathodique confirme le résultat de l'expérience précédente, à savoir qu'il existe toujours un maximum de pression au sommet fictif du cône, et que les maxima de pression à l'extrémité du tuyau fermé se produisent aux fréquences qui correspondent aux partiels du bourdon fermé aux deux extrémités.

Dans ces conditions, soit (1) défini à une constante près $\Phi = \cos (kx + b) e^{i\omega t}$ le potentiel des vitesses de l'onde extérieure excitatrice supposée plane. A la bouche du cône $x = 0$, $\Phi = \cos b$, soit $\varphi = \varphi_0 \frac{\sin kr}{kr} e^{i\omega t}$ le potentiel des vitesses dans le cône. En écrivant la condition classique de raccordement à la bouche, on obtient au sommet du cône que nous confondrons avec le point de raccordement du cône et du tuyau cylindrique :

$$\varphi_0 = \frac{K L}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 2 K L}{K^2 L^2} + \frac{\sin^2 K L}{K^2 L^2}}}$$

dans le tuyau cylindrique, bourdon fermé aux deux extrémités :

$$\psi = \psi_0 \cos Ky e^{i\omega t} \quad 0 \leq y \leq l = \frac{\lambda}{2}$$

$$K = \frac{2\pi}{\lambda}$$

En écrivant la condition de raccordement au sommet du cône, il vient pour l'amplification de pression en régime acoustique (au-dessus de la fréquence de coupure)

$$A = \sqrt{\frac{S}{s}} \cos Kl \varphi_0$$

S section de la bouche du cône ;

s section de la sortie du tuyau

à l'extrémité du tuyau.

Lorsque le cône résonne au mieux il vient :

$$A = \sqrt{\frac{S}{s}} \cos Kl \times \pi Q$$

Q entier, puisqu'alors $K L$ est un multiple de π .

(1) Nous emploierons les notations de BOVASSE qui expose la théorie du cône amplificateur de son d'après Lord RAYLEIGH, *Tuyaux et Résonateurs*, chapitre X, paragraphe 191.

APPLICATIONS A D'AUTRES CIRCUITS DE MÊME TYPE,
MAIS DE DIMENSIONS DIFFÉRENTES.

Nous avons constaté que la même théorie expliquait le fonctionnement de 2 autres circuits, dont nous donnons ci-après les caractéristiques.

L'ordonnée de la courbe A (N) du circuit 1 est pour le premier maximum très élevée par rapport aux ordonnées des maxima suivants, car par suite des dimensions respectives du cône et du tuyau les 2 fondamentales coïncident à peu de chose près.

La courbe expérimentale donne alors $A = 27$ environ. Le calcul donne pour le circuit 1, dont les constantes sont les suivantes :

$$\frac{S}{s} = 51 \quad \text{Cône } L \text{ corrigé} = 97 \text{ cm.}$$

$$l = 100 \text{ cm. (tuyau).}$$

A calculé = 22.

Le calcul donne pour la fondamentale du cône $N = 175$.

Pour le circuit 3, défini par

$$\frac{S}{s} = 24 \quad L \text{ corrigé} = 49 \text{ cm. } l = 91 \text{ cm.}$$

Le calcul donne pour la fondamentale du cône $N = 348$.

A mesuré = 20	A calculé = 14				
Partiels cône :	348	686	1.044		
Partiels tuyau :	186	372	558	744	930

L'expérience montre que ce circuit dont la cellule est de plus petites dimensions présente un maximum secondaire pour $N = 130$, soit sensiblement la fréquence de résonance de la cellule considérée comme une cavité.

Pour le circuit 4 défini par

$$\frac{S}{s} = 150 \quad L \text{ corrigé} = 82 \text{ cm. } l = 100 \text{ cm.}$$

Le calcul donne pour la fondamentale du cône $N = 208$.

A calculé = 33	A mesuré = 29				
Partiels cône :	208	416	624	832	
Partiels tuyau :	170	340	510	680	850

Pour tous ces circuits, l'accord entre théorie et expérience est satisfaisant en ce qui concerne la position de la fondamentale du cône de chacun des circuits. Cet accord est relativement satisfaisant (eu égard aux hypothèses faites) pour la valeur des amplifications correspondantes.

Pour les partiels supérieurs d'une part les pointes sont moins nettes, d'autre part l'expérience donne pour les amplifications des valeurs bien inférieures à ce qu'indique la formule, qui laisse prévoir une croissance continue des maxima d'amplification avec la fréquence. La série des partiels donnés par l'expérience est pour le circuit 3 :

$N = 180 \quad 367 \quad 720 \quad 500$ ce dernier semblant dû aux ondes stationnaires

avec en plus des maxima secondaires pour :

$N = 345 \quad 560 \quad 640 \quad 900$

Pour le circuit 4 :

$N = 210 \quad 400 \quad 625 \quad 850$

avec un maximum très marqué pour $N = 515$, soit sensiblement la deuxième octave du tuyau et des maxima secondaires relativement peu marqués.

STEWART a déjà signalé des discordances entre l'expérience et la théorie que celle-ci ne vérifie que qualitativement ⁽¹⁾. Dans le cas présent il faut en outre tenir compte du défecteur. Si la réflexion était parfaite sur le paraboloïde, les divers filets d'air provenant d'une onde plane parallèle à l'axe du paraboloïde arriveraient tous en phase au foyer après cette réflexion. Nous avons vu plus haut que ceci n'a lieu que pour les fréquences très élevées. Pour les fréquences plus basses, les divers filets d'air arrivant au sommet du cône présentent donc une différence de marche. Nul aux fréquences très élevées (cas de la réflexion parfaite), négligeable devant la longueur d'onde aux très basses fréquences, le déphasage peut n'être plus négligeable aux fréquences moyennes et expliquer une

(1) STEWART et LINDSAY, *Acoustics*, chapitre VI, paragraphe 8. La théorie classique ne considère que des déplacements infiniment petits et néglige les frottements visqueux pour éviter de trop grandes difficultés de calcul.

réduction d'amplitude que la théorie trop simpliste donnée plus haut ne ferait pas prévoir *a priori*. Le calcul de la réduction d'amplitude par déphasage des filets d'air, qui est en lui-même très élémentaire, ne peut être fait avec précision dans le cas présent, par suite de l'ignorance où nous sommes des conditions où se fait la réflexion imparfaite sur le segment de paraboloïde (1).

La détermination par le calcul de l'amplification d'un circuit acoustique présente d'ailleurs surtout un intérêt spéculatif, puisque la méthode de mesure du chapitre IV nous permet de l'obtenir par l'expérience avec beaucoup plus de précision.

AMPLIFICATION MOYENNE.

Sa variation avec le rapport des sections d'entrée et de sortie.

Les bruits que doivent amplifier les circuits acoustiques des appareils d'écoute sont très complexes et renferment un grand nombre de partiels. Ils ne sont pas stables et peuvent varier dans le temps, avec la distance et avec l'avion étudié (Chapitre II et III). On ne peut donc considérer qu'il soit possible, pour le moment, d'accorder rigoureusement sur un partiel donné d'un spectre sonore d'avion une pointe de résonance d'un circuit acoustique.

Nous sommes ainsi conduits à prendre pour caractéristique d'un circuit acoustique *l'amplification moyenne*, soit l'ordonnée moyenne de la courbe d'amplification dans un domaine de fréquences donné.

Pour les circuits précédemment étudiés :

1°	S entrée 2.820. cm ² s sortie 55,7 cm ²	$\sigma = \frac{S}{s} = 51$	A moy. = 7,5
4°	S entrée 3.770 cm ² s sortie 25,4 cm ² (section elliptique)	$\sigma = \frac{S}{s} = 150$	A moy. = 13
3°	S entrée 1.060 cm ² s sortie 43,5 cm ²	$\sigma = \frac{S}{s} = 24$	A moy. = 7

(1) Le déphasage des filets d'air contribue avec la réflexion à expliquer la réduction d'amplitude-pression que présente un circuit possédant des coudes, par rapport au même circuit développé. Nous l'avons constaté en étudiant un pavillon exponentiel courbe.

2° et un quatrième circuit comprenant une cellule de même volume que 3° mais sans tuyau et dont la section de sortie est plus grande :

$$\begin{aligned} S &= 1.060 \text{ cm}^2 \\ s &= 55,7 \end{aligned} \quad \sigma = \frac{S}{s} = 19 \quad A \text{ moy.} = 4,6$$

Portons à une échelle doublement logarithmique, en abscisses σ et en ordonnées $A \text{ moy.}$ Nous constatons que sauf pour le circuit 3°,

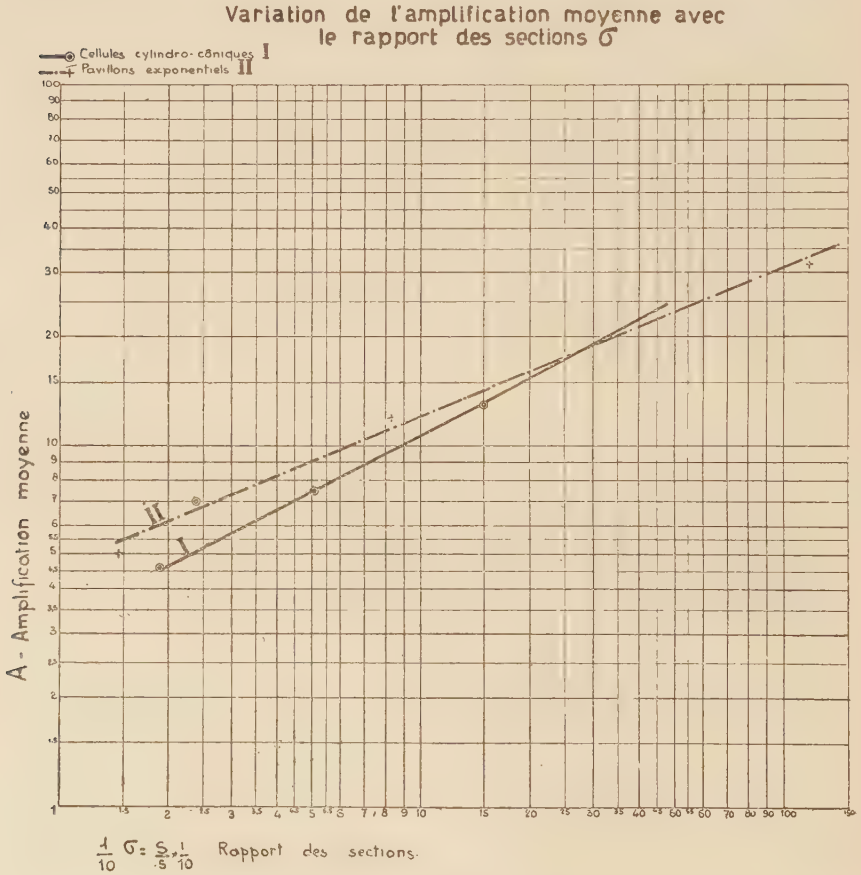


FIG. 25.

qui s'en écarte manifestement, les points s'alignent sur une droite (fig. 25).

On en tire l'expression :

$$A \text{ moy.} = 3,5 \left(\frac{\sigma}{10} \right)^{0,5}$$

Ainsi l'amplification moyenne des circuits étudiés varie comme la racine carrée du rapport des surfaces d'entrée et de sortie, ce qui caractérise bien le régime acoustique dans un conduit de section variable (1).

Il est intéressant de rapprocher de ce résultat d'autres mesures, que nous avons effectuées sur 3 pavillons exponentiels présentant les caractéristiques suivantes :

1° Longueur totale 165 cm.

$$S = 50,4 \text{ cm}^2 \quad s = 3,47 \text{ cm}^2 \quad \sigma = 14,5 \quad A \text{ moy.} = 5.$$

2° Longueur totale 351 cm.

$$S = 4.150 \text{ cm}^2 \quad s = 50,4 \text{ cm}^2 \quad \sigma = 82,5 \quad A \text{ moy.} = 12$$

3° Longueur totale 516 cm.

$$S = 4.150 \text{ cm}^2 \quad s = 3,47 \text{ cm}^2 \quad \sigma = 1.192 \quad A \text{ moy.} = 32.$$

L'amplification moyenne est prise dans la bande 50-900 périodes, le pavillon 3 est constitué par les 2 précédents montés bout à bout.

Portant ces résultats sur le même graphique que précédemment (Fig. 25), nous en tirons l'expression :

$$A \text{ moy.} = 4,8 \left(\frac{\sigma}{10} \right)^{0,4}$$

La relation théorique (σ) 0,5 n'est pas vérifiée exactement, ce qui peut s'expliquer par les frottements visqueux, dont la théorie classique ne tient pas compte.

Ces résultats expérimentaux nous montrent que A (N) moy. amplification moyenne croît moins vite que σ , or σ croît moins vite que l'encombrement du circuit acoustique. L'équation générale du chapitre I montrant que la portée des appareils d'écoute croît bien moins vite que A (N) moy., on ne peut donc espérer augmenter par des moyens purement acoustiques dans de très grandes proportions les portées des appareils d'écoute actuels, sous peine d'arriver à des encombrements et des poids presque prohibitifs, puisque s section de sortie ne peut descendre au-dessous d'une valeur limite correspondant au pavillon de l'oreille.

(1) Voir notamment ROCARD, *Propagation et absorption du son*, chapitre I, paragraphe 8, page 22.

Pour prendre un exemple, supposons que nous passions de $A(N)$ moy. = 7,5, à laquelle correspondra la portée limite P_1 par bonne transparence et P_2 par mauvaise transparence, à $A(N)$ moy. = 15 en prenant pour fixer les idées et selon STEWART :

une absorption en bonnes conditions	$\frac{1}{d^4}$
une absorption en mauvaises conditions.....	$\frac{1}{d^6}$

nous obtiendrons alors pour portées limites :

en bonnes conditions 1,41 P_1 soit un gain de 41 % ;
 en mauvaises conditions 1,26 P_2 soit un gain de 26 %.

En réalité, et comme nous l'expliquerons plus bas, les gains de portée pourront être en pratique notablement inférieurs à ceux-ci.

BRUITS DE FOND.

Lorsqu'en plein air on écoute dans un circuit acoustique, on perçoit généralement une sorte de ronflement plus ou moins accentué, appelé bruit de fond et qui lorsqu'il est intense constitue une gêne importante pour l'écoute puisqu'il diminue le contraste entre le bruit à écouter et l'ambiance, ce qui élève d'autant le seuil d'audition.

Nous avons pu constater que dans un studio bien abrité des bruits extérieurs, et où il n'y avait aucun courant d'air, les circuits acoustiques étudiés ne présentaient pas de bruit de fond sensible à l'oreille. Il n'en est pas ainsi en plein air, car même dans les nuits qui nous paraissent les plus calmes, le silence n'est jamais complet et l'atmosphère en repos.

Dans les conditions normales d'utilisation des appareils d'écoute, il y a donc lieu de compter avec le masque que constitue le bruit de fond. La gêne due aux sons parasites (dont le bruit de fond est un type), et ses répercussions sur l'écoute des bruits très faibles, a été étudiée notamment par M. CANAC ⁽¹⁾, qui a montré que lorsque l'intensité du son gênant atteignait une certaine valeur par rapport à celle du son étudié, il pouvait n'y avoir plus grand intérêt à amplifier. Nous en verrons un exemple au chapitre suivant.

(1) F. CANAC, Etude des bruits très faibles. *Revue d'Acoustique*, mai-juillet 1936, fascicules 3-4.

L'observation montre que dans des conditions de temps et de lieu déterminés, les bruits de fond varient dans une mesure considérable avec le type de circuit acoustique considéré et les matières employées dans sa construction, pour lesquelles il y a un avantage net à employer des matières isolantes ou anti-vibratoires, chaque fois qu'il est possible.

D'autres parasites qui viennent se superposer au bruit de fond sont d'origine mécanique ; ils correspondent aux vibrations transmises par le sol qui se communiquent au bâti de l'appareil d'écoute. On les atténue dans une forte proportion en isolant soigneusement tout le circuit acoustique du reste de l'appareil. Il y aura évidemment avantage à utiliser pour cet isolement des matières de densité, donc de résistivité acoustique très différentes, telles que plomb et caoutchouc, ou plomb et celotex, de façon à absorber le plus possible d'intensité parasite. De toute façon ce n'est que par une étude systématique de l'appareil d'écoute en plein air que l'on peut espérer diminuer les bruits de fond.

Toutefois dans certains cas où les bruits de fond correspondent à une fréquence bien déterminée, on peut arriver à les éliminer par filtration, les fentes des conduits de l'appareil GOERZ sont un exemple de cette manière de procéder ⁽¹⁾.

Le relevé de la courbe d'amplification d'un circuit acoustique, en laboratoire, est la base de son étude, mais ne suffit pas pour se faire une idée précise de ses possibilités d'utilisation. Il faut pour cela procéder à des essais en plein air, en opérant avec une source d'intensité connue (tout au moins en unités arbitraires) et dans un domaine de fréquence connu. On comparera ce circuit à d'autres déjà étudiés et employés en pratique, et l'on fera des recoupements en utilisant l'écoute à l'oreille nue de la source employée.

On reprendra les essais dans des circonstances atmosphériques différentes, de façon à voir comment agissent sur le circuit étudié les parasites d'origine extérieure : vent et bruits locaux.

(1) Über einen neuen Richtungshörer Article de Von HOFE dans *Zeitschrift für Instrumenten Kunde*, juin 1929, page 331. Ces fentes éliminant une partie du bruit de fond constituent des filtres passe haut.



CHAPITRE VI

Comparaison en plein air et sur source fixe, de divers circuits acoustiques.

MÉTHODE D'ESSAIS.

Cette méthode a surtout un caractère qualitatif, par suite de la quasi impossibilité où l'on se trouve le plus souvent de préciser la valeur de la transparence acoustique et le rôle du sol qui intervient comme réflecteur, diffuseur et surface absorbante (1).

La source sonore utilisée est l'hétérodyne précédemment employée, transformée en source hululante, au moyen d'un moteur de phonographe qui fait tourner le condensateur de réglage, de façon à produire une bande de fréquence d'amplitude 165 périodes. On réalise ainsi un son complexe, ce qui élimine les pointes de résonance de la courbe d'amplification et évite dans une certaine mesure les erreurs dues aux interférences des images sonores.

L'écouteur bouche une de ses oreilles avec de la cire et écoute avec l'autre placée à l'extrémité du circuit à étudier, qui est placé à une distance variant de 20 à 200 mètres de l'hétérodyne. Le son de celle-ci est diminué jusqu'à ce que l'écouteur ait l'impression d'être au seuil ; on note alors le courant correspondant (2) et on recommence à une autre distance. Chaque séance de mesures a été faite le même jour ou la même nuit, de façon à se trouver dans des conditions atmosphériques comparables.

(1) Sur le rôle du sol considéré comme absorbant les sons qui se propagent parallèlement à sa surface, voir LÉON BRILLOUIN, *Revue d'Acoustique*, volume IV, fascicule 4, juillet 1935.

(2) Qui, nous l'avons vu au chapitre IV, est sensiblement proportionnel à l'amplitude-pressure émise par le haut-parleur.

RÉSULTATS D'ESSAIS.

I^{re} séance de mesures :

Cette séance a eu lieu le soir par temps calme ; la transparence acoustique était certainement très élevée, les sons portant de façon remarquable, le bruit de fond était très faible la bande de fré-

- Portée à l'oreille nue.
- Circuit N°1
- Grand circuit 4

Essai de portée des appareils d'écoute.

Essai du 31 Juillet 1935.

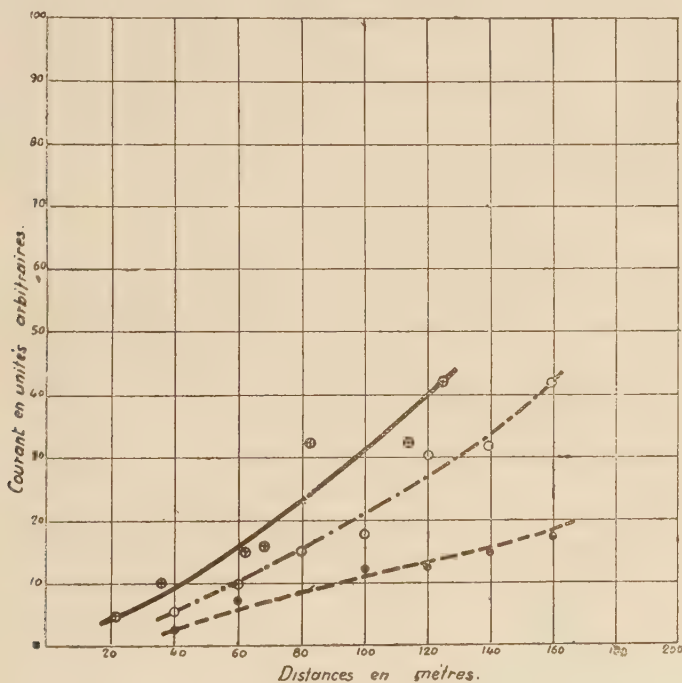


FIG. 26.

quence utilisée était 240-405. Les 3 courbes ne diffèrent pas énormément de droites, la distance est donc presque proportionnelle à l'amplitude-pression, ce qui aurait lieu à la limite pour une transparence parfaite. Les circuits sont les n^{os} 1 et 4 du chapitre précédent, d'amplification moyenne 7,5 et 13.

II^e séance de mesures :

Cette séance a eu lieu le soir. La bande de fréquence utilisée était plus élevée, 400-565. L'allure des courbes montre que l'absorption était bien plus forte que dans la précédente séance.

Les circuits sont les n^{os} 1 et 4.

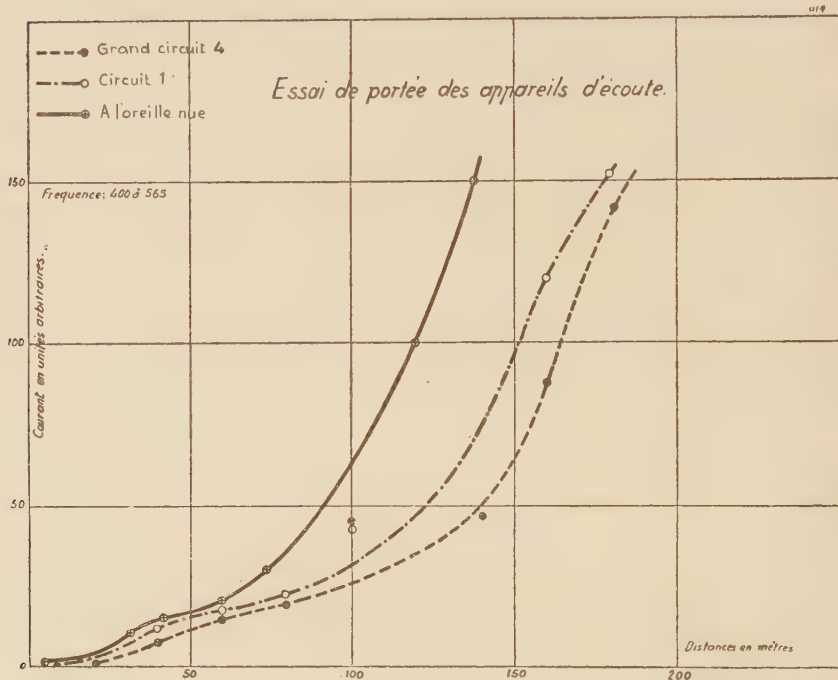


FIG. 27.

III^e séance de mesures :

Cette séance a eu lieu le soir. Vent très léger contre le son, la bande de fréquence était 240-405. On constate que le son à l'oreille nue portait moins que dans l'expérience précédente. Le bruit de fond créé par le vent était très faible.

Les circuits sont les n^{os} 2 et 4 d'amplification 4,6 et 13.

IV^e séance de mesures :

Séance exécutée de jour, vent très sensible indiqué sur la figure. Le vent gênait peu l'écoute à l'oreille nue (comparer à la III^e séance). Le bruit de fond était très net, particulièrement dans le circuit 1, d'amplification moyenne 7,5 entièrement métallique, dont les

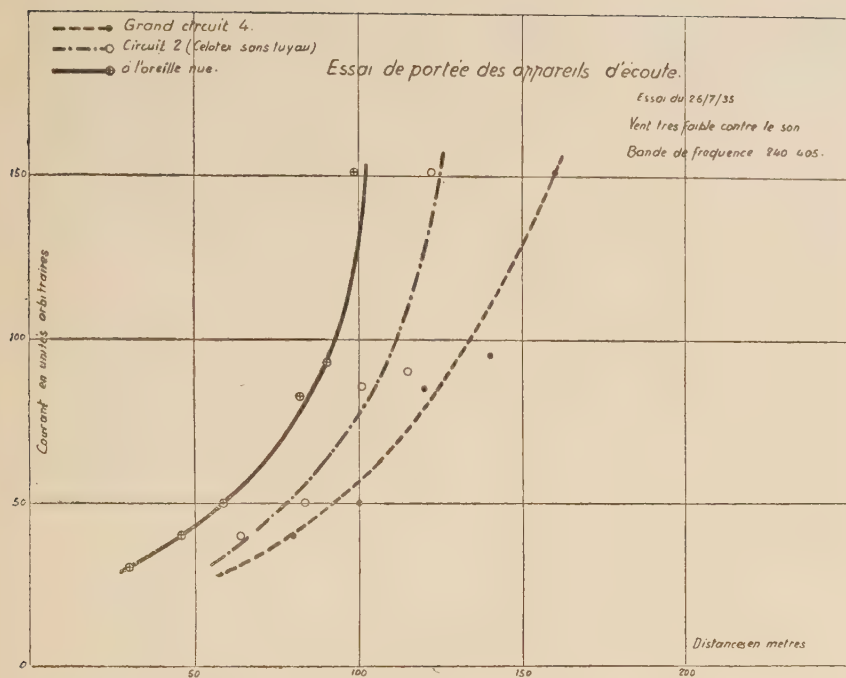


FIG. 28.

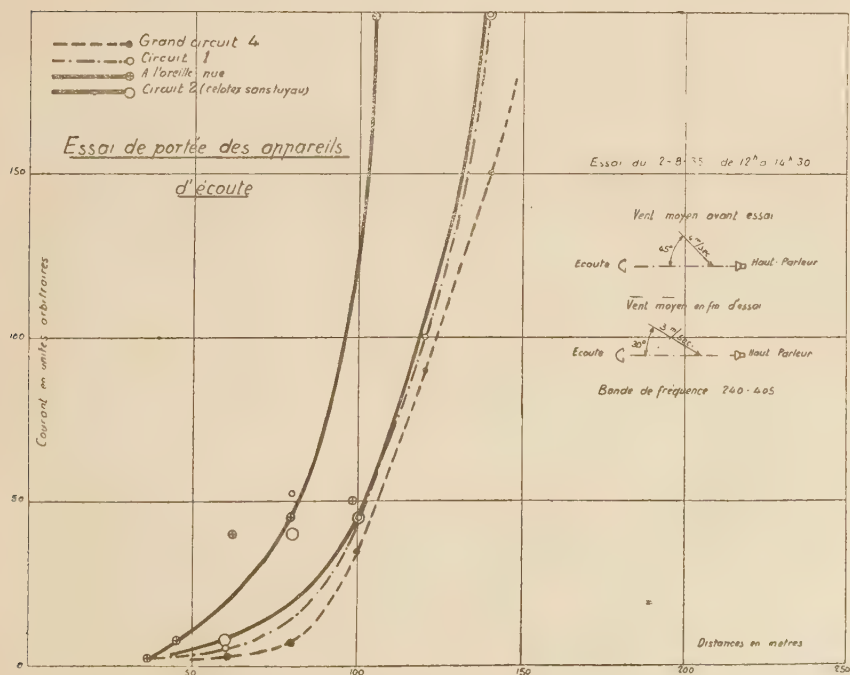


FIG. 29.

résultats se sont montées équivalents à ceux du circuit 2 d'amplification moyenne 4,6 construit en matières isolantes et qui ne donnait qu'un faible bruit de fond. Le circuit 4, d'amplification 13, en partie métallique perdait à cause du bruit de fond, quoique moins que le circuit 1.

Cette expérience vérifie la théorie de M. CANAC et montre bien que l'on ne gagne rien en augmentant l'amplification, si la gêne acoustique augmente également.

Toutes ces expériences montrent en outre que lorsqu'on passe de l'écoute à l'oreille nue à l'écoute dans un circuit acoustique d'amplification A , le gain de portée est beaucoup plus faible qu'on ne pourrait s'y attendre. Ceci est probablement dû au bruit de fond, si faible soit-il, et au fait que le haut-parleur possédant une directivité assez marquée agit comme un projecteur de son, ce qui modifie certainement la propagation à courte distance.

BRUITS DE FOND DUS AU VENT.

L'expérience IV illustre l'effet nuisible du vent. L'analyse des causes de ce phénomène amène à les classer en :

1^o Effet sur l'appareil d'écoute.

a) Bruits des obstacles extérieurs (tels que les arbres) frappés par le vent, contre lesquels nous sommes désarmés, si leur fréquence est dans le domaine de celles des sons étudiés.

b) Perte d'intensité du son écouté, due au vent qui anime les couches atmosphériques de vitesses différentes, ce qui amène une perte d'énergie lorsque les ondes traversent les surfaces de séparation des couches, perte contre laquelle nous ne pouvons rien.

c) Effet sur le circuit acoustique proprement dit par excitation de ses parois extérieures ; cet effet est efficacement combattu par une isolation soignée du circuit acoustique, et le choix des matières le constituant.

d) Excitation directe du circuit acoustique par le courant d'air. Cet effet peut être combattu avec efficacité en employant des abat-vent, tels que les grilles proposées par M. CANAC, qui ont déjà dans la pratique donné les résultats les plus encourageants et qu'on peut espérer encore améliorer.

e) Sons de sillage ou de résonateur, dus aux éléments du bâti de l'appareil d'écoute frappés par le vent. Ces sons sont combattus par l'isolement du circuit acoustique, qu'il faut compléter par une prospection systématique de chaque organe susceptible de vibrer, de façon à étudier les causes de chaque bruit élémentaire et y remédier, par des procédés généralement très simples, mais qui sont à rechercher pour chaque cas particulier.

2^o Effet sur l'écouteur.

L'observation a montré que l'on facilitait l'audition, lorsqu'il y a du vent, en abritant l'écouteur dans une guérite. Il est certain que l'on diminue ainsi la gêne acoustique (M. CANAC) à laquelle il est soumis.

Pour résumer cette analyse, on peut dire que de tous les effets nuisibles du vent sur l'audition, seule la perte d'intensité dans l'atmosphère ne peut jamais être combattue, car le choix judicieux de la position de l'appareil d'écoute peut permettre d'atténuer la gêne apportée à l'écoute par le bruit des obstacles naturels frappés par le vent. Nous ne développerons pas ce point qui ressort à l'utilisation des appareils d'écoute, et sort du cadre du présent travail.

Comme nous l'avons dit au chapitre précédent, le relevé en laboratoire dans une ambiance silencieuse de la courbe d'amplification d'un circuit ne suffit pas à nous donner une idée de ses possibilités dans les conditions normales d'utilisation, dans lesquelles il faut toujours compter avec le bruit de fond. Les expériences précédentes montrent en effet que deux circuits d'amplification nettement différente arrivent, grâce à la gêne que crée dans l'un d'eux le bruit de fond, à donner des résultats presque équivalents, lorsqu'il y a du vent.

Nous sommes donc fondés à distinguer l'amplification théorique (mesurée en laboratoire) et l'amplification *pratique*, qui correspond aux résultats du même circuit en plein air lorsqu'il y a du vent et des sons-parasites.

Dans les conditions de l'expérience IV, les circuits 1 et 2 donnent la même amplification pratique.

CHAPITRE VII

Sur le champ des appareils d'écoute.

Un instrument d'optique est caractérisé par son champ et son grossissement. Un circuit acoustique sera par analogie caractérisé par son champ et son amplification. Jusqu'ici nous ne nous sommes occupés que de l'amplification, en laissant de côté la question du champ.

ETUDE QUALITATIVE DU CHAMP D'UN CIRCUIT.

Soit une source sonore dont on peut faire varier l'intensité, placée à une certaine distance, soit 80 mètres, d'un circuit acoustique monté sur une table pouvant s'orienter. Si un écouteur place une de ses oreilles à l'extrémité du circuit (l'autre oreille est bouchée) et qu'il fait tourner la table qui supporte le circuit, il constate en général qu'il n'entend nettement la source dans le circuit que lorsque la table est orientée dans un certain secteur. L'amplitude de ce secteur croît lorsque l'intensité de la source augmente. Lorsque cette intensité atteint une certaine limite, on entend constamment la source quelle que soit l'orientation de la table. Lorsque l'on fait baisser l'intensité de la source, l'amplitude du secteur diminue et devient nulle à la limite qui correspond au seuil pour l'écouteur.

En portant en abscisses les amplitudes des secteurs d'audition et en ordonnées les affaiblissements successifs de la source à partir du maximum, on obtient une courbe qui caractérise le circuit acoustique à la fréquence de la source sonore ; cette méthode permet de comparer les circuits entre eux.

Nous avons opéré à Paris en utilisant deux postes situés sur les toits d'une usine où les bruits parasites étaient nombreux.

La figure 30 représente un exemple des courbes obtenues en comparant le circuit 2 et le circuit 3.

Dans une ambiance silencieuse le circuit 3 d'amplification théorique 7 est très supérieur au circuit 2, d'amplification 4,6. Par suite du bruit de fond dû aux parasites, celui-ci reprend l'avantage

Essai du 22/6/1933

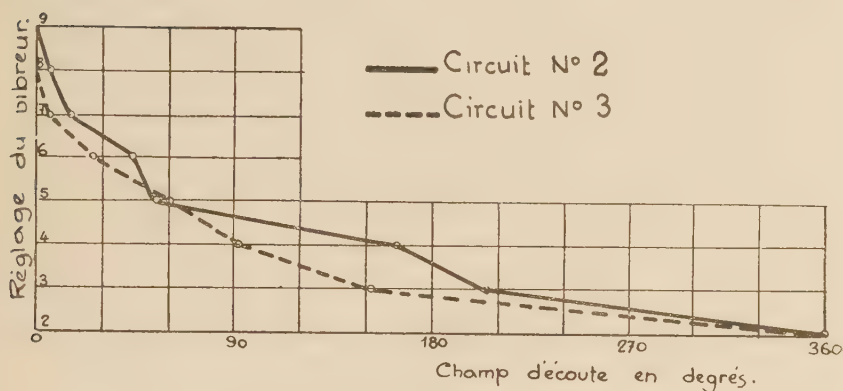


FIG. 30.

Réglage du vibreur	Champ d'écoute en degrés	
	Cellule en celotex	Cellule métallique
2	360	360
3	204	152
4	163	92
5	54	60
6	43	27
7	16	6
8	6	0
9	0	0

NOTA. — Les bruits de fond sont nettement moins intenses dans la cellule 2.

surtout lorsque le bruit de la source est très faible ; on peut donc dire qu'à ce moment l'amplification pratique du circuit 2 est supérieure à celle du circuit 3. Cette courbe représente la moyenne des résultats obtenus avec différents écouteurs.

RELEVÉ DE L'INDICATRICE DE CHAMP D'UN CIRCUIT.

La méthode précédente est surtout qualitative, elle permet de comparer deux circuits, mais des résultats qu'elle fournit on ne peut pas facilement déduire comment, en pratique, varie le champ d'un circuit excité par une source d'intensité et de fréquence données lorsque la source se déplace par rapport au circuit. C'est ce dernier problème qui est intéressant à résoudre, l'appareil d'écoute étant avant tout destiné à entendre une source éloignée et qui se déplace avec une grande vitesse.

Soit donc l'hétérodyne précédemment employée montée en source hululante (pour fixer les idées l'intervalle de fréquences est 240-405 périodes).

Le circuit est placé sur une table pouvant s'orienter, située à 75 m. environ de la source ; l'expérience a lieu à la campagne dans une ambiance calme.

Soit α l'angle de la cellule avec une direction arbitraire. On cherche pour cette position de la cellule le courant i_α de l'hétérodyne qui donnera à l'écouteur, placé comme précédemment au circuit, l'impression qu'il est au seuil d'audition. On tourne alors la cellule d'une quantité telle que α devienne α_1 , on note i_{α_1} . Changeant alors d'écouteur on recommence les mêmes mesures ; soit i'_α i'_{α_1} les valeurs obtenues pour i avec le deuxième écouteur.

d étant la distance de la source au circuit ;

$p_\alpha = m i_\alpha$ (m constante) l'amplitude pression à l'émission ;

a la pression correspondant au seuil du premier écouteur ;

a' la pression correspondant au seuil du deuxième écouteur ;

$\varphi(d)$ la fonction caractérisant la transparence ;

C_α une constante caractéristique du circuit dans la direction α ;

$$a = C_\alpha p_\alpha \left(\frac{\varphi(d)}{d^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

En prenant la moyenne des résultats obtenus pour les deux écouteurs.

On peut écrire :

$$C_\alpha = \frac{d}{\sqrt{\varphi}} \frac{a + a'}{m (i_\alpha + i'_\alpha)} = K_1 \frac{d}{\sqrt{\varphi}} \times f(\alpha)$$

Nous pourrions alors, à une constante près, tracer l'indicatrice de champ courbe polaire C_α .

La figure 31 représente C_α pour le circuit 1, dans les conditions précisées plus haut.

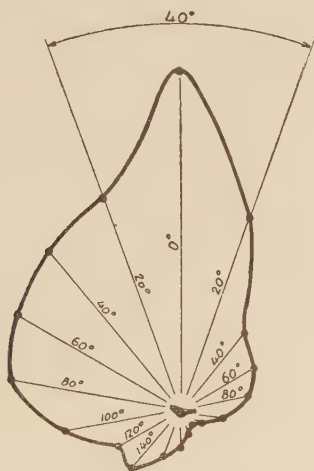


FIG. 31. — Champ du circuit n° 1. Valeur de C_α en fonction de α .

CHAMP D'UN APPAREIL D'ÉCOUTE, DÉCALAGE DES CIRCUITS.

La figure 32 représente le champ d'un appareil d'écoute, muni du circuit 1 pour une des coordonnées site ou gisement ; elle est obtenue par une superposition convenable de 2 des indicatrices de

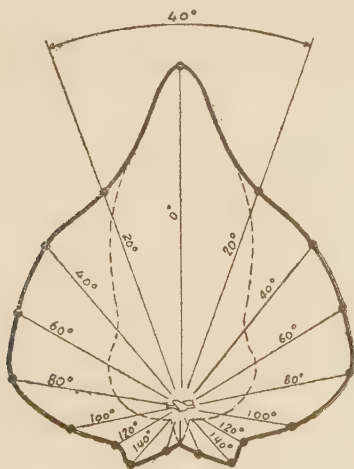


FIG. 32. — Champ résultant de 2 circuits n° 1
(Les cellules étant montées en parallèle).

champ figurées en 31. On remarquera que lorsque l'inclinaison des cellules passe de zéro à 25 grades environ, $C\alpha$ diminue de près de 33 %, puis décroît ensuite plus lentement. Nous avons utilisé cette remarque au chapitre II, lorsque nous avons montré l'influence des bruits du sol sur la portée dans les sites bas.

Pratiquement, il y a une forme optima d'indicatrice de champ. Celui-ci ne doit pas être trop grand, sans cela l'écoute est gênée par les bruits du sol, même sous les sites élevés, et de plus l'appareil est incapable de séparer facilement deux avions volant à une certaine distance angulaire l'un de l'autre, ce qui peut gêner fortement l'utilisation des résultats de l'écoute.

Si le champ est trop petit, les écouteurs auront peu de chances

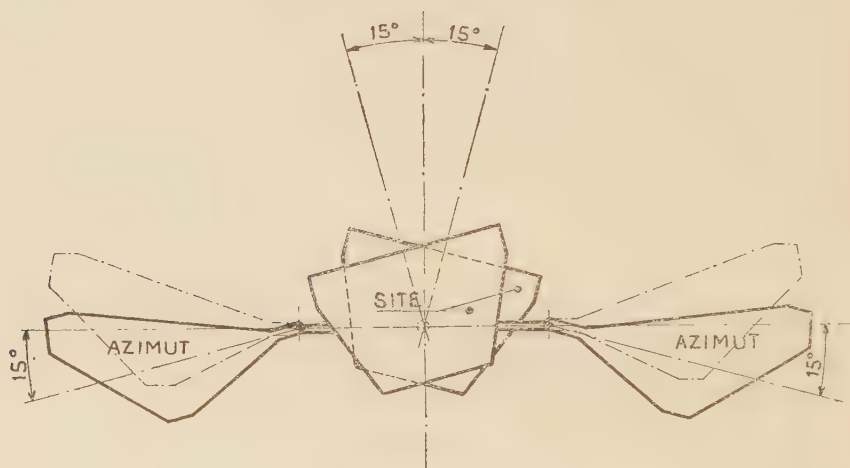


FIG. 33. — Décalage des cellules.

de saisir l'avion à limite de portée, et s'ils viennent à le perdre, beaucoup de difficultés à le retrouver.

La pratique a montré que le champ dans le sens du site avait avantage à être notablement inférieur au champ dans le sens du gisement. En effet lorsque l'avion est à limite de portée, il est très bas sur l'horizon, donc sous un site faible. En pointant l'appareil sous un site faible, l'avion passera sûrement dans son champ en site même faible. Or une faible valeur du champ en site a, comme nous l'avons vu, une influence favorable sur la portée sous les sites bas. D'autre part il est bien certain que la probabilité de trouver l'avion, dont la direction n'est pas, ou mal connue, croît avec le champ en gisement.

L'expérience nous a montré qu'en décalant, comme l'indique la figure 33, les cellules réceptrices de son d'un appareil d'écoute, on facilitait notablement aux écouteurs la prise de l'avion à limite de portée. Ce décalage laisse intact le champ en site des cellules de site et de gisement, mais augmente le champ en gisement des cellules de site et de gisement. Pour un décalage d'environ 15° par rapport à la position moyenne, le champ en gisement semble doublé à l'écouteur, sans que la pratique ait révélé une influence nuisible sur la portée et la précision (1).

La figure 34 donne une idée de ce que devient alors le champ résultant de deux circuits n° 1 convenablement décalés.

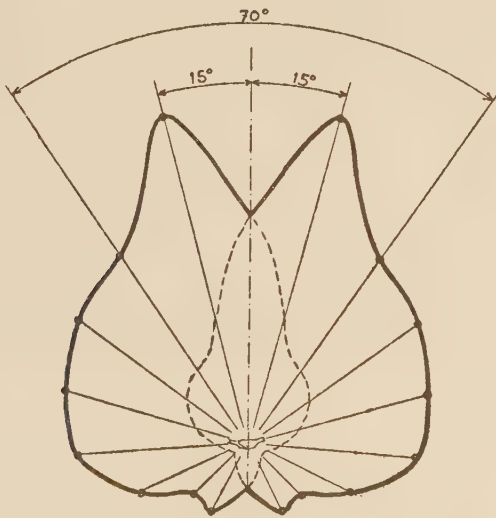


FIG. 34. — Champ résultant de 2 circuits n° 1.
(Les cellules étant décalées chacune de 15°).

Entre les deux ordonnées maxima, la sensibilité de l'appareil décroît de façon à baisser le niveau du bruit environ de 3 décibels.

Lorsque la fréquence de la source employée diminue, la courbe de champ tend à s'aplatir.

Quand l'ouverture d'une cellule fait face à la source :

l'énergie captée est la plus grande, et le déphasage des filets sonores est nul.

(1) L'idée première du décalage est due à notre connaissance à M. HARLÉ.

Si l'appareil d'écoute ne fait pas face à la source :

l'énergie captée est plus petite, et le déphasage des filets sonores n'est pas nul et croît avec l'inclinaison. Pour ces deux raisons l'intensité décroît lorsque l'on incline la cellule par rapport à la direction de la source.



RÉSUMÉ

Dans le premier chapitre, nous avons défini la courbe de sensation de l'écouteur, qui constitue l'équation générale de l'appareil d'écoute, dont la résolution complète n'est pas possible dans l'état actuel de nos connaissances. Nous avons donc cherché à étudier l'influence des divers termes de cette équation sur la sensation résultante.

Le deuxième chapitre contient un résumé des principales expériences et des données théoriques dont nous avons eu connaissance, concernant l'absorption du son par l'atmosphère. Nous avons ensuite décrit les mesures que nous avons exécutées dans le but d'étudier comment variait en pratique la portée avec l'altitude de la source sonore.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude du spectre sonore des avions en vol, tel que le reçoit un écouleur placé au sol. Après un résumé des principales expériences poursuivies à notre connaissance en France et à l'étranger, expériences qui avaient permis de conclure que ces bruits sont constitués en majorité par des sons de basses fréquences (moins de 500 périodes), nous avons développé jusqu'à la 36^e harmonique un enregistrement obtenu sur un type d'avion assez rapide, et montré qu'à cause de la courbe de sensibilité de l'oreille, il y a lieu de ne pas négliger les sons de fréquence plus élevée (de 500 à 1.500 périodes et au-dessus).

Au quatrième chapitre nous avons décrit une méthode de mesure en laboratoire de l'amplification d'un appareil d'écoute, et exposé et discuté l'étalonnage des appareils et les causes d'erreurs dues aux réflexions multiples sur les parois du local de mesure.

Dans le chapitre V nous avons exposé l'étude en laboratoire de l'amplification de certains appareils d'écoute. Les résultats d'expériences faites sont comparés aux données du calcul.

Nous avons défini ensuite l'amplification moyenne dans un do-

main de fréquence donné, étudié sa variation avec celle de certaines dimensions du circuit acoustique, et, examiné l'influence du bruit de fond sur le fonctionnement d'un circuit acoustique.

Le chapitre VI est consacré à la comparaison en plein air et sur source fixe de divers circuits acoustiques, compte tenu de l'influence des bruits parasites dus au vent.

Dans le chapitre VII est traitée l'étude expérimentale du champ d'un circuit acoustique. En disposant convenablement les quatre circuits qui constituent un appareil d'écoute, on peut augmenter le champ en gisement de l'appareil, par rapport au champ en site, ce que la pratique a montré avantageux.



CONCLUSION

I. — Le problème général de l'appareil d'écoute, à savoir : le calcul de la portée que l'on obtient avec un appareil d'écoute donné, servi par des écouteurs normaux sur un avion donné, dans des conditions atmosphériques données, ne peut être abordé avec succès à l'heure actuelle.

II. — Nos connaissances sur la façon dont se propage le son d'une source située à haute altitude sont en effet beaucoup trop insuffisantes.

III. — Pour approcher le problème il faut exécuter de nombreuses mesures de portées sur un avion donné, avec un appareil donné et dans des circonstances atmosphériques aussi variées que possible. Ces mesures serviront de base.

IV. — On déduira alors de la connaissance d'un nombre aussi élevé que possible de spectres d'avions, relevés aux distances les plus grandes possibles, les caractères de la courbe d'amplification que devra présenter le circuit à établir (1).

V. — Par le calcul et l'expérience on établira un circuit se rapprochant le plus possible de cette courbe type, qui donnera l'amplification moyenne théorique du circuit.

(1) Les spectres de bruits obtenus par décomposition de l'enregistrement en série de FOURIER sont essentiellement discontinus. Il peut paraître avantageux d'introduire la notion de spectre continu surtout pour les basses fréquences, étant donné que le bruit de l'avion n'est pas absolument périodique.

VI. — On étudiera ce circuit en plein air, sur source fixe et dans des conditions atmosphériques aussi variées que possible, pour déterminer son amplification, et on cherchera à atténuer le bruit de fond pour rapprocher l'amplification pratique de l'amplification théorique.

VII. — Il restera alors à vérifier que le champ de l'appareil comportant le circuit acoustique ainsi déterminé est satisfaisant.



BIBLIOGRAPHIE

I. — OUVRAGES GÉNÉRAUX.

- A. FOCH. — Acoustique. Paris, Armand Colin.
H. BOUASSE. — Acoustique générale.
— Tuyaux et Résonateurs.
— Instruments à vent (II volumes). Paris, Delagrave.
STEWART et LINDSAY. — Acoustics. Londres, Chapman et Hall.
A. H. DAVIS. — Modern Acoustic. Londres; et traduction Varinois L'Acoustique moderne, technique et industrielle. Paris, Dunod.
P. LE CORBEILLER. — Electro-Acoustique. Paris, Chiron.

II. — OUVRAGES SPÉCIAUX.

- E. ALLARD. — Mémoire sur la portée des sons. Paris, Imprimerie nationale
Y. ROCARD. — Propagation et Absorption du son. Paris, Hermann.
F. BEDEAU. — Théorie du diffuseur. Paris, Hermann.
E. ROTHÉ. — Cours de Physique, tome III. Aérologie et Aérodynamique
Paris, Gauthier-Villars.

III. — PÉRIODIQUES.

- Collection de la *Revue d'Acoustique*.
Articles de PERRIN, CANAC, ROCARD, LÉON BRILLOUIN, KAGAN.
Physical Review, août et octobre 1919.
Articles de STEWART.
Proceedings of Royal Society, A. 101, 1922.
Philosophical Magazine, n° 48, 1924.
Articles de E.-T. PARIS.
Le Génie civil, 23 août, 30 août, 6 septembre 1919.
Articles de H. BRILLIÉ.
Journal de Physique, juin 1926.
Article de F. CANAC.
Reports of the Aeronautical Research Institute. Tokyo.
Imperial University, mars 1930, n° 59, volume 6.
Mémoire de OBATA et YOSHIDA.

Revue de l'Armée de l'Air, février 1937.

Article de F. R. HOUSE.

Zeitschrift für Instrumentenkunde, juillet 1929.

Article de Von HOFÉ.

IV. — COMMUNICATIONS DIVERSES.

H. HECHT. — Principes physiques pour la construction d'émetteurs d'ondes sonores à grand rendement phonique. Conférence faite au Congrès international de signaux maritimes. Londres, juillet 1929 (traduction française).

ILLING et TREPLIN. — Expériences faites pour déterminer la portée d'émetteurs sonores aériens en fonction de l'acuité du son. Communication du Reichsverkehrsministerium au Congrès des Phares. Paris, 1933.

STEPHEN J. ZAND. — Conférence à l'Aéroclub de France, 23 octobre 1934.



TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION.....	5
CHAPITRE I. — Courbe de sensation de l'écouteur. Equation générale de l'appareil d'écoute.....	8
CHAPITRE II. — Données sur l'absorption atmosphérique.....	11
CHAPITRE III. — Sur le spectre sonore des avions.....	26
CHAPITRE IV. — Méthode de mesure de l'amplification d'un appareil d'écoute.....	34
CHAPITRE V. — Etude en laboratoire de l'amplification de certains appareils d'écoute.....	49
CHAPITRE VI. — Comparaison en plein air et sur source fixe de divers circuits acoustiques.....	66
CHAPITRE VII. — Sur le champ des appareils d'écoute.....	72
CONCLUSION.....	81
BIBLIOGRAPHIE.....	83



DEUXIÈME THÈSE

Sur les projecteurs à divergence variable.

Vu et approuvé :

Paris, le 6 mai 1938.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

G. ROUSSY.

